



Lino Júnior Silva Pereira

Licenciado em Ciências de Engenharia Mecânica

Estudo numérico de um dispositivo de aproveitamento de energia das ondas utilizando o método SPH

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: Moisés Gonçalves de Brito, Mestre em Engenharia Mecânica

Co-orientador: Luís Miguel Chagas da Costa Gil, Professor Auxiliar, FCT

Júri:

Presidente: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde

Arguente: Prof.^a Doutora Maria da Graça Neves

Vogais: Mestre Moisés Gonçalves de Brito



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2017

Estudo numérico de um dispositivo de aproveitamento de energia das ondas utilizando o método SPH

Copyright © Lino Júnior Silva Pereira, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Aos meus pais.

Agradecimentos

Ao meu orientador Mestre Moisés Gonçalves de Brito, pela apresentação do tema desta dissertação, pela confiança depositada em mim, disponibilidade na orientação deste trabalho, sugestões e revisões do texto que foram extremamente importantes na realização desta dissertação.

Ao Professor Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil, meu co-orientador, pelas sugestões, revisão do texto e pela disponibilidade de um computador onde pude correr as simulações numéricas.

Aos meus colegas da FCT que me acompanharam nesta longa caminhada, em especial aos colegas e amigos Cabo-Verdianos que frequentam a FCT, que desempenharam um papel fundamental na minha adaptação e demonstraram um apoio incondicional durante todo este percurso.

À minha família e aos meus amigos que sempre me apoiaram.

E finalmente, aos meus pais e meus irmãos, que são os meus pilares, um agradecimento muito especial.

Resumo

A interação onda-dispositivos de aproveitamento de energia das ondas (WECs - *wave energy converters*) caracteriza-se por um conjunto de fenómenos físicos bastante complexos, incluindo a interação da onda com o WEC e a interação do WEC com o sistema de extração de energia (PTO - *power take-off*). Não obstante, na literatura, os WECs são normalmente simulados usando modelos numéricos simplificados, isto é, não resolvendo explicitamente as interações WEC-PTO. Estas simplificações podem levar à imprecisões importantes das características do escoamento e consequentemente à amplificação das respostas dinâmicas dos WECs e à sobrestimação da energia extraída. Portanto, é necessário ainda desenvolver e validar ferramentas que permitam simular com precisão as interações onda-WEC-PTO.

O objetivo principal desta dissertação é aplicar, validar e demonstrar a aplicabilidade do código numérico DualSPHysics na simulação numérica de WECs. O modelo numérico usado, baseia-se na implementação da biblioteca do Project Chrono no código DualSPHysics, onde DualSPHysics resolve a interação onda-WEC e o Project Chrono resolve a interação WEC-PTO. O código DualSPHysics baseia-se no método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) para resolver as equações da dinâmica dos fluidos. Este método permite simular de forma natural escoamentos não-lineares com grandes deformações da superfície livre e evoluções topológicas complexas. O Project Chrono é uma plataforma independente de simulação multi-física implementado em C++. A sua biblioteca permite simular mecanismos envolvendo praticamente todos os tipos de

geometrias, contatos e restrições mecânicas, com por exemplo: dispositivos compostos por diversos corpos rígidos e/ou flexíveis, com colisões, adesões, acoplamentos, articulações, motores e com graus de liberdade arbitrários.

Nesta dissertação a validação do modelo numérico foi feita através da comparação dos resultados numéricos com dados experimentais da hidrodinâmica de um *Oscillating Wave Surge Converter* (OWSC). Estes dados experimentais foram retirados de Brito et al. (2017) e Schmitt et al. (2016). Verificou-se que os resultados numéricos da rotação do OWSC e da elevação da superfície livre obtidos apresentam boa concordância com os dados experimentais, entretanto o modelo numérico subestima em 8% a elevação da superfície livre e consequentemente a rotação do OWSC. Esta diferença é causada pela dissipação viscosa excessiva do método SPH que provoca menor altura da onda nas zonas adjacente ao OWSC.

Palavras-chave: SPH, DualSPHysics; Project Chrono; modelação numérica; OWSC.

Abstract

The interactions between wave and wave energy converters (WECs) are characterized by complex physical phenomena, including the interaction of wave with WEC and the interaction of WEC with power take-off (PTO) system. However, in the literature, these interactions are usually modeled using simple numerical models, neglecting the WEC-PTO interaction. These simple models can lead to inaccuracies in results of flow characteristics and hence the amplification of the dynamic responses of the WECs and the overestimation of the extracted energy. Therefore, it is still necessary to develop and validate tools that allow for accurate modelling of wave-WEC-PTO interactions.

The main objective of this thesis is to apply, validate and demonstrate the applicability of DualSPHysics in the numerical modelling of WECs. The numerical model used is based on the implementation of the Project Chrono's library in the DualSPHysics, where DualSPHysics is used to solve the interaction between wave and WEC and Project Chrono is used to solve the interaction between WEC and PTO. The DualSPHysics code is based on the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method to solve the fluid dynamic equations. This method allows natural simulation of non-linear flows with large free surface deformations and complex topological evolutions. Project Chrono is an independent multi-physical platform implemented in C++. Its library allows to simulate mechanisms involving complex geometries, contacts and mechanical restrictions, such as: devices composed of several rigid and/or flexible bodies with collisions, adhesions, couplings, joints, motors and arbitrary degrees of freedom. In this thesis, the validation

of the numerical model was performed by comparing the numerical results with experimental data of the hydrodynamics of an Oscillating Wave Surge Converter (OWSC). These data are presented in Brito et al. (2017) and Schmitt et al. (2016). The numerical results of rotation angle of the OWSC and free surface elevation show a good agreement with the experimental data. However the results show that the numerical model underestimates in 8% the free surface elevation and consequently the angle of rotation of the OWSC. This is caused by the excessive viscous dissipation of the SPH method that decrease the wave height close to the OWSC.

Keywords: SPH, DualSPHysics; Project Chrono; numerical modeling; OWSC.

Conteúdo

1.	INTRODUÇÃO	1
1.1.	Enquadramento do trabalho	1
1.2.	Objetivos	4
1.3.	Metodologia	5
1.4.	Estrutura da dissertação	5
2.	ESTUDO BIBLIOGRÁFICO.....	7
1.1	Energia das Ondas	7
2.1.	Geração e propagação de ondas.....	10
2.1.1.	Teoria linear das ondas (Stokes 1ª ordem).....	10
2.1.2.	Teoria de 2ª ordem de Stokes	13
2.2.	Descrição do funcionamento do OWSC.....	14
2.2.1.	Sistema PTO	16
2.3.	Simulação numérica do OWSC	18
3.	MODELO NUMÉRICO.....	21
3.1.	DualSPHysics	21
3.1.1.	Método SPH.....	21
3.1.2.	Kernels de interpolação	23
3.1.3.	Equações da dinâmica dos fluidos na formulação SPH.....	24
3.1.4.	Condições de fronteira	25

3.1.5.	Interação fluido-corpos flutuantes.....	26
3.1.6.	Esquemas de discretização temporal.....	27
3.2.	Project Chrono.....	29
3.2.1.	Simulação multi-física.....	30
3.3.	Acoplamento do DualSPHysics e do Project Chrono	30
3.4.	Procedimento numérico.....	32
4.	ANÁLISE DE SENSIBILIDADE E VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	35
4.1.	Análise de sensibilidade	35
4.1.1.	Influência da distância inicial entre partículas	36
4.1.2.	Influência do coeficiente da viscosidade artificial	43
4.2.	Teste ao modelo numérico	45
4.2.1.	Geração e propagação de ondas	45
4.2.2.	Hidrodinâmica do OWSC	46
4.2.2.1.	Caso de estudo Schmitt et al. (2016)	46
4.2.2.2.	Caso de estudo Brito et al. (2017)	49
5.	ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DO PTO	53
5.1.	Influência das características dissipativas do PTO	53
5.1.1.	Influência do coeficiente de rigidez (δ)	53
5.2.	Análise do campo de velocidade.....	56
6.	CONCLUSÕES	63
6.1.	Conclusões e trabalhos futuros.....	63
7.	BIBLIOGRAFIA	65

Lista de Figuras

Figura 2.1 - Distribuição global do potencial energético das ondas em KW/m (retirado de Clément et al., 2002).	8
Figura 2.2 - Principais características das ondas regulares de acordo com a teoria linear (adaptado de Airy, 1845)	11
Figura 2.3 – Esquema de um OWSC, ilustrando as principais componentes: placa oscilante, bomba de êmbolo, sistema hidráulico fechado e central de conversão de energia (adaptada de Whittaker e Folley, 2012).	14
Figura 2.4 - Esquema de um circuito hidráulico do sistema PTO (adaptado de Falcão, 2010)	18
Figura 3.1 - Domínio de influência de kernel de interpolação. Os pontos azuis representam as partículas de água.	22
Figura 3.2 - Fronteira sólida definida no DualSPHysics.	26
Figura 3.3 - Fluxograma do acoplamento do DualSPHysics e do Project Chrono.....	31
Figura 3.4 - Estrutura do procedimento numérico, ilustrando os ficheiros de entrada (vermelho) e de saída (azul) do código DualSPHysics (adaptado de Crespo et al., 2015)	33
Figura 4.1 – Representação esquemática da vista lateral do canal, do posicionamento do OWSC e dos sensores de medição da elevação da superfície livre.	36
Figura 4.2 - Série temporal da elevação da superfície livre na sonda WP3.	37
Figura 4.3 - Séries temporais da elevação superfície livre na sonda WP4.	38

Figura 4.4 - Séries temporais da rotação da placa oscilante para $dp= 0.006, 0.0075,$ 0.01, 0.02, 0.03, 0.04 e 0.05 m.	38
Figura 4.5 - Séries temporais da velocidade angular da placa oscilante para $dp= 0.006,$ 0.0075, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04 e 0.05 m.	39
Figura 4.6 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 0$ s: a) $dp= 0.05$ m; b) $dp= 0.01$ m; c) $dp= 0.0075$ m.....	40
Figura 4.7 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 20$ s: a) $dp= 0.05$ m; b) $dp= 0.01$ m; c) $dp= 0.0075$ m.....	41
Figura 4.8 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 40$ s: a) $dp= 0.05$ m; b) $dp= 0.01$ m; c) $dp= 0.0075$ m.....	42
Figura 4.9 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na elevação da superfície livre na sonda WP3.	43
Figura 4.10 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na elevação da superfície livre na sonda WP4.....	43
Figura 4.11 – Influência do coeficiente da viscosidade artificial na amplitude da rotação da placa oscilante.	44
Figura 4.12 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na velocidade angular da placa oscilante.	44
Figura 4.13 - Comparação entre os resultados numéricos e teóricos da elevação da superfície livre.....	45
Figura 4.14 - Comparação dos resultados teórico e numérico da componente longitudinal de velocidade.	46
Figura 4.15 - Comparação dos resultados teórico e numérico da componente vertical de velocidade.....	46
Figura 4.16 - Esquema da vista lateral do canal (adaptado de Schmitt et al., 2016).....	47
Figura 4.17 - Comparação dos resultados numéricos com dados experimentais da elevação da superfície livre de Schmitt et al. (2016).	48
Figura 4.18 - Comparação dos resultados numéricos com dados experimentais da aceleração da placa oscilante de Schmitt et al. (2016).	48
Figura 4.19 - Representação esquemática da instalação experimental apresentado em Brito et al. (2017).	49
Figura 4.20 - Geometria do OWSC usado por Brito et al. (2017).	50

Figura 4.21 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da elevação da superfície livre apresentados em Brito et al. (2017).	51
Figura 4.22 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da rotação da placa oscilante apresentados em Brito et al. (2017).	51
Figura 4.23 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da velocidade angular da placa oscilante apresentados em Brito et al. (2017).	51
Figura 5.1 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na rotação da placa oscilante.	54
Figura 5.2 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na velocidade angular da placa oscilante.	54
Figura 5.3 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na potência extraída.	54
Figura 5.4 - Variação da potência média extraída em função de δ	55
Figura 5.5 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na rotação da placa oscilante.	55
Figura 5.6 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na velocidade angular da placa oscilante.	55
Figura 5.7 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na potência extraída.	56
Figura 5.8 - Variação da potência média extraída em função de β	56
Figura 5.9 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 20$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms ² b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms ² ; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms ² ; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms ²	57
Figura 5.10 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 25$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms ² b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms ² ; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms ² ; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms ²	58
Figura 5.11 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 30$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms ² b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms ² ; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms ² ; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms ²	59
Figura 5.12 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 50$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms ² b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms ² ; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms ² ; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms ²	60

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 - Principais parâmetros numéricos utilizados na simulação.	34
Tabela 4.1 - Caraterísticas das várias discretizações	37
Tabela 4.2 – Condições de agitação utilizados na análise sensibilidade	36
Tabela 4.3 – Condições de agitação no caso de estudo do Schmitt et al.,2016	47

Abreviaturas e Acrónimos

CFD	<i>Computational Fluid Dynamic</i>
CFL	<i>Courant-Friedrich-Levy</i>
CPU	<i>Central Processing Unit</i>
DBC	<i>Dinamic Boundary Condition</i>
ECD	<i>Energy Capture Device</i>
FCT	<i>Faculdade de Ciências e Tecnologia</i>
GPU	<i>Graphics Processing Unit</i>
IMFIA	<i>Instituto de Mecânica dos Fluidos e Engenharia Ambiental</i>
OWC	<i>Oscillating Water Column</i>
PTO	<i>Power Take-Off</i>
RANS	<i>Reynolds Average Navier-Stokes</i>
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
VoF	<i>Volume of Fluid</i>
WEC	<i>Wave Energy Converter</i>
2D	<i>Bidimensional</i>

3D *Tridimensional*

Simbologia

c	Velocidade do som
c_s	Constante ϵ [0.1;0.3]
\bar{c}	Média da velocidade do som
d	Profundidade de água no canal
\mathbf{F}	Vetor da força por unidade de massa
\mathbf{f}	Vetor da força por unidade de massa exercida pela partícula de fluido sobre a partícula de fronteira
F	Uma função genérica
\mathbf{g}	Vetor aceleração gravítica
h	<i>Smoothing length</i>
H	Altura da onda
I	Inércia da placa oscilante
k	Número de onda
L	Comprimento de onda

Γ	Matriz de transformação da velocidade em derivada generalizada da posição
M	Massa da placa oscilante
m	Massa das partículas
P	Pressão
q	Distância adimensional entre as partículas
\mathbf{r}	Vetor posição da partícula
\mathbf{R}_0	Vetor posição do centro de massa do corpo flutuante
t	Tempo
T	Período da onda
T_g	Momento gravítico
T_h	Momento hidrodinâmico
T_{PTO}	Momento da força PTO
u_x	Velocidade na direção x
u_z	Velocidade na direção z
\mathbf{V}	Vetor velocidade do corpo flutuante
W	Função de ponderação ou kernel de interpolação
x	Coordenada horizontal
z	Coordenada vertical
α	Coeficiente da viscosidade artificial do método SPH
β	Coeficiente de amortecimento do PTO
γ	Constante politrópica
$\bar{\gamma}$	Restrição associada aos contactos mecânicos
δ	Coeficiente rigidez do PTO

Δt_{cv}	Passo de tempo que controla a condição de Courant-Friedrich-Levy
Δt_f	Passo de tempo calculado a partir do vetor da força por unidade de massa
η	Elevação da superfície livre
ς	Termo que permite evitar singularidades na formulação de viscosidade artificial
$\ddot{\theta}$	Aceleração angular da placa oscilante
μ	Coeficiente da viscosidade
Π	Viscosidade artificial
ρ	Massa volúmica
ρ_0	Massa volúmica de referência
$\bar{\rho}$	Média da massa volúmica
φ	Domínio de influência do kernel de interpolação
Φ	Potencial de velocidade
ω	Frequência angular
$\dot{\theta}$	Velocidade angular da placa oscilante
τ	Tensão
Ω	Aceleração angular da placa oscilante
d_p	Distância inicial entre as partículas
χ	Passo do tempo
a_t	Aceleração tangencial
\mathbf{v}	Vetor velocidade das partículas
Pot	Potência absorvida



1. Introdução

Neste capítulo apresenta-se uma visão global da dissertação, começando por descrever o enquadramento do trabalho, os principais objetivos e a metodologia adotada. Na parte final apresenta-se a organização da dissertação especificando os conteúdos de cada capítulo.

1.1. Enquadramento do trabalho

Atualmente têm-se desenvolvido vários conceitos de dispositivos de aproveitamento de energia das ondas (WECs - *wave energy converters*). No entanto, a percentagem de utilização destes WECs é baixa, devido ao facto de ainda não existir uma tecnologia estabelecida (Falcão, 2010). O estudo dos WECs teve início no século XVIII (Cruz e Sarmiento, 2004). A intensificação destes estudos começou a partir da crise do petróleo de 1973, e desde o início deste século que tem havido o ressurgimento do interesse nesta forma de energia, com principal incidência no continente europeu (Centre for Renewable Energy Sources, 2006).

Atualmente as tecnologias existentes encontram-se em estados diferentes de desenvolvimento, sendo algumas testadas em protótipos e outras em escala laboratorial (Falcão, 2010). As primeiras tecnologias inicialmente apontavam maioritariamente para WECs que funcionavam em zonas de grande profundidade por ser uma zona com

potencial energético muito superior as zonas de profundidade intermédia e de pequena profundidade (Falcão, 2008).

Os WECs que funcionam nas zonas de grande profundidade carecem de atenção especial, devido à necessidade de sistemas de amarração e de extração de energia (PTO – *power take-off*) complexos. Esta desvantagem fez com que surgissem outras tecnologias alternativas que fossem viáveis essencialmente em termos financeiros e funcionais.

Para verificar estas tecnologias recorre-se a modelação física e numérica dos dispositivos. A modelação física dos WECs requer normalmente grandes custos, além de técnicas de medição precisa, infraestruturas complexas e uma calibração rigorosa dos equipamentos, tornando pouco viável o estudo aprofundado e detalhado dos WECs. Neste contexto, os modelos numéricos constituem uma ferramenta importante no apoio a projetos de WECs. Os modelos numéricos permitem obter resultados detalhados de forma rápida e com baixo custo comparativamente aos modelos físicos, visto que permitem a modificação da geometria e as condições de agitação incidente de forma fácil. Apesar destas vantagens, a implementação dos parâmetros numéricos muitas vezes é complexa, necessitando de inúmeras análises de sensibilidade de modo a obter resultados precisos e um tempo de cálculo razoável.

Na literatura os WECs são normalmente simulados numericamente usando modelos simplificados, isto é, não resolvendo explicitamente os contactos e as restrições mecânicas complexas dos sistemas PTO (Falcão, 2010; Schmitt et al., 2016). Estas simplificações podem levar a imprecisões importantes das características do escoamento e consequentemente a amplificação das respostas dinâmicas dos WECs e a sobrestimação da energia extraída. Portanto, é necessário desenvolver e validar ferramentas que permitam simular com precisão as interações onda-WEC-PTO. Assim, recentemente, Brito et al. (2016) desenvolveram uma ferramenta integrada que permite simular interações onda-WEC-PTO. Esta ferramenta baseia-se no acoplamento do código DualSPHysics e da biblioteca do Project Chrono, onde o DualSPHysics calcula a interação onda-WEC e o Project Chrono calcula a interação WEC-PTO (Brito et al., 2016; 2017).

O código DualSPHysics baseia-se no método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) para descrever a dinâmica dos fluidos (Monaghan, 1992; Crespo et al., 2015). O método

SPH segue uma abordagem Lagrangiana, onde o fluido é considerado como um conjunto de partículas (Lucy, 1977; Gingold e Monaghan, 1977). A abordagem Lagrangiana consiste no seguimento das partículas do fluido durante um determinado período de tempo de forma a obter a sua trajetória, velocidade e pressão em função da posição inicial e do tempo. Difere, por isso, da abordagem Euleriana onde para um determinado ponto do espaço, se obtém a velocidade e a pressão em função do tempo. No método SPH, para descrever as trajetórias das partículas do fluido segundo as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, não é necessária uma malha de cálculo. O movimento individual de cada partícula é obtido a partir do movimento das partículas que estão à sua volta (partículas vizinhas). Numericamente as interações entre as partículas são asseguradas por um kernel de interpolação (Monaghan, 1992). O método SPH permite simular de forma natural escoamentos não-lineares com grandes deformações da superfície livre, evoluções topológicas complexas e interação fluido-estrutura (Didier e Neves, 2010).

O código DualSPHysics vem sendo validado e melhorado ao longo dos últimos anos com o objetivo de modelar fenómenos complexos de deformação da superfície livre, como a rebentação, a interação onda-estrutura, etc. No entanto o código DualSPHysics, na sua versão standard, não permite simular as interações onda-WEC-PTO (Brito et al., 2016). Para ultrapassar esta limitação a biblioteca do Project Chrono foi implementada no código DualSPHysics (Brito et al., 2016, 2017; Canelas et al., 2017). O Project Chrono é uma plataforma independente de simulação multi-física implementado em C++. Esta biblioteca permite simular explicitamente os mecanismos envolvendo praticamente todos os tipos de geometrias, contatos e restrições mecânicas, como por exemplo: dispositivos compostos por diversos corpos rígidos e/ou flexíveis, colisões, adesões, acoplamentos, articulações, motores, graus de liberdade arbitrários, etc (Tasora et al., 2016).

Nesta dissertação a validação e a aplicabilidade do acoplamento da biblioteca do Project Chrono e do código DualSPHysics é realizada através da comparação dos resultados numéricos com dados laboratoriais da hidrodinâmica de um *Oscillating Wave Surge Converter* (OWSC). O OWSC é um dispositivo de conversão de energia das ondas que tem ganho importância significativa nos últimos anos (Whittaker e Folley, 2012). O OWSC é composto essencialmente por uma placa oscilante e um sistema PTO (Whittaker

et al., 2007). A placa oscilante encontra-se articulada num eixo horizontal junto ao fundo do mar, oscilando sobre a ação das ondas. O sistema PTO é composto basicamente por bombas de êmbolo que alimentam um circuito hidráulico fechado. A hidrodinâmica dos OWSCs apresenta uma enorme complexidade devido às interações não-lineares onda-placa oscilante. Estas interações estão diretamente relacionadas com as condições de agitação e com as características do PTO e da placa oscilante, especialmente a sua geometria e massa (Schmitt et al., 2016). Para caracterizar a hidrodinâmica dos OWSCs foram realizados vários estudos analíticos usando a teoria potencial. Os resultados analíticos apresentam algumas características interessantes, tais como a massa adicionada, o amortecimento, a força hidrodinâmica, a potência média absorvida e a eficiência. Porém, estes resultados foram obtidos para PTO lineares, geometrias simplificadas e escoamento potencial. Portanto, são em alguns casos desadequados para descrever com precisão os efeitos do escoamento na zona de ação da placa oscilante e os efeitos não-lineares do PTO (Renzi e Dias, 2012). Atualmente existe um número reduzido de estudos experimentais da hidrodinâmica de OWSCs. Os resultados experimentais não fornecem de forma direta todas as características hidrodinâmicas envolvidas, apenas a força de amortecimento do PTO, rotação e altura da superfície livre podem ser obtidos diretamente (Schmitt, et al., 2016). Portanto a simulação constitui uma ferramenta importante no apoio a projetos de OWSC.

1.2. Objetivos

O objetivo principal desta dissertação é aplicar, validar e demonstrar a aplicabilidade do código DualSPHysics na simulação numérica de um OWSC. O modelo numérico usado, baseia-se na implementação da biblioteca do Project Chrono no código DualSPHysics, onde DualSPHysics resolve a interação onda-OWSC e o Project Chrono resolve a interação OWSC-PTO.

A validação é feita através da comparação dos resultados numéricos com dados experimentais.

1.3. Metodologia

A realização desta dissertação assenta essencialmente, na aplicação e validação de um modelo numérico no estudo de OWSCs. Na primeira parte, modela-se a geometria de OWSC e as condições de agitação apresentadas em Schmitt et al. (2016) e Brito et al. (2017) e compara-se os resultados numéricos com os dados experimentais. Devido à complexidade geométrica do problema utiliza-se o programa SolidWorks para a construção do domínio computacional. A geometria é posteriormente exportada em formato *stl* para depois ser discretizada em DualSPHysics.

Na segunda parte, faz-se a análise de sensibilidade de alguns parâmetros importantes na simulação verificando-se a sua influência nos resultados, para posteriormente, serem aplicados e validados, utilizando dados de ensaios experimentais, de forma a otimizar a geometria do dispositivo.

1.4. Estrutura da dissertação

Esta dissertação encontra-se estruturada em seis capítulos: Introdução, Estudo bibliográfico, Modelo numérico, Análise de sensibilidade e Validação do modelo numérico, Resultados numéricos, Conclusões e trabalhos futuros.

O Capítulo 1, Introdução, compõe a parte introdutória desta dissertação. Neste capítulo apresenta-se uma visão global da dissertação, começando por apresentar o enquadramento do trabalho, os principais objetivos e a metodologia adotada. Na parte final descreve-se a organização da dissertação especificando os conteúdos de cada capítulo.

No Capítulo 2, Estudo bibliográfico, apresenta-se a descrição das principais componentes do OWSC, a geração e propagação de ondas e por fim a simulação numérica no estudo do OWSC realizada por outros autores.

No Capítulo 3, Modelo numérico, apresenta-se o método SPH, fazendo referência ao código DualSPHysics e à biblioteca Project Chrono. Na parte final do capítulo apresenta-se o acoplamento do DualSPHysics e do Project Chrono, e os principais parâmetros numéricos utilizados neste estudo.

No Capítulo 4, Análise de sensibilidade e validação do modelo numérico, faz-se a comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais.

No Capítulo 5, Resultados numéricos, apresenta-se os resultados da simulação numérica, na primeira parte apresenta-se os resultados da influência das características dissipativas do sistema PTO, e posteriormente faz-se a análise do campo de velocidade na proximidade da placa oscilante.

No Capítulo 6, Conclusões e trabalhos futuros, faz-se a conclusão dos principais resultados obtidos. Na parte final apresentam-se os trabalhos futuros.

2. Estudo bibliográfico

Neste capítulo apresenta-se uma introdução aos sistemas de aproveitamento de energia das ondas. Será feita uma descrição do funcionamento, da hidrodinâmica e do sistema PTO do OWSC. Na parte final do capítulo descrevem-se os estudos numéricos do OWSC desenvolvidos por outros autores.

1.1 Energia das Ondas

Durante a primeira década deste século, várias tecnologias de aproveitamento da energia das ondas foram desenvolvidas e testadas à escala real e laboratorial (Falcão, 2010). Desde então os estudos técnicos e tecnológicos estão sendo aprofundados, e com isso, surgiram os primeiros WECs que fazem injeção de energia na rede. A densidade energética das ondas por unidade de área é 15 vezes superior a densidade de energia eólica e 50 vezes a densidade de energia solar.

As ondas têm como principal fonte de energia a radiação solar, que provoca o aquecimento do ar de forma diferente na superfície terrestre. Este gradiente de temperatura entre as camadas na proximidade da superfície do mar e as camadas de ar mais afastadas, cria correntes térmicas na direção vertical da superfície livre do mar, originando uma diferença de pressões entre as duas camadas que originam os ventos. O vento em contacto com a superfície do mar transfere parte da energia cinética à água

devido ao atrito. Este arrastamento de água gera ondas que propagam na direção das costas.

O aproveitamento de energia das ondas para produzir eletricidade, encontra-se em fase de exploração avançada, países como o Reino Unido, Portugal, Brasil e Noruega, já obtiveram grandes avanços no aproveitamento da energia das ondas. No entanto, ainda é necessário desenvolver e estabelecer tecnologias com aplicabilidade nos países com elevado potencial energético. Na Figura 1 apresenta-se a distribuição do potencial global da energia das ondas em KW/m (Clément et al., 2002).

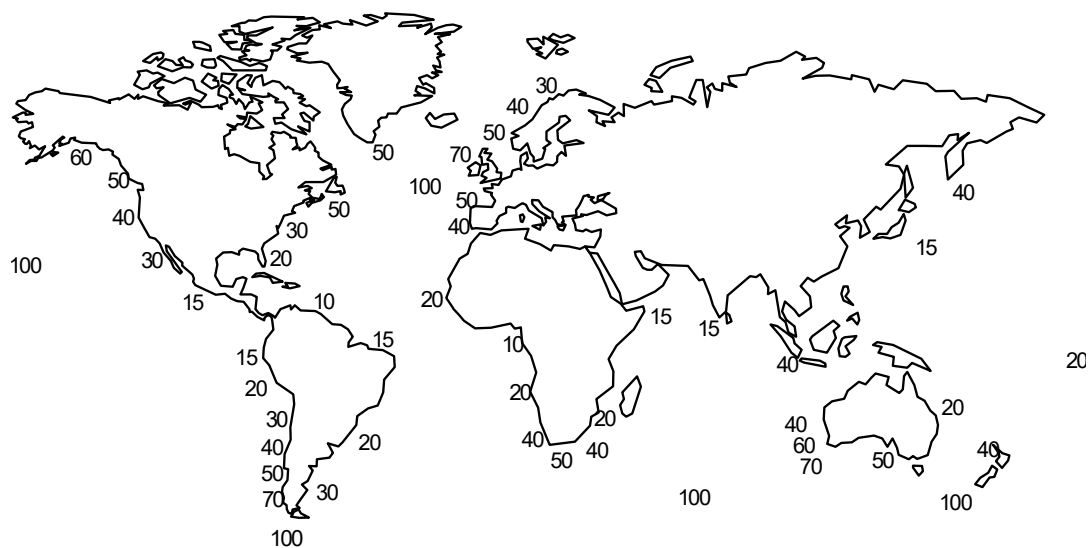


Figura 2.1 - Distribuição global do potencial energético das ondas em KW/m (retirado de Clément et al., 2002).

Como referido anteriormente, na atualidade existem vários tipos de WECs, no entanto, a percentagem de utilização destes WECs é baixa devido ao facto de ainda não existir uma tecnologia estabelecida (Falcão, 2010). Portanto, é fundamental estabelecer critérios para classificá-las de acordo com as suas diferenças. Os critérios propostos para a classificação das tecnologias existentes são vastos, sendo o critério mais comum baseado na profundidade de instalação dos WECs (Cruz e Sarmiento, 2004).

Na última década do século passado, investigadores da Universidade de Belfast, desenvolveram dois protótipos de WECs do tipo de coluna de água oscilante (*Oscillating water column* - OWC). O primeiro OWC foi instalado com uma potência de 75 kW

concluída em 1990 e operada para fins de investigação até 1999. Esta instalação foi posteriormente desmontada. O segundo OWC chamado de LIMPET, tem uma potência instalada de 500 kW e atualmente é explorada pela Wavegen. Apesar deste trabalho ter ainda hoje muito reconhecimento, esta experiência veio a comprovar que os OWCs são estruturalmente ineficientes do ponto de vista económico excluindo os casos em que são implementados juntamente com quebra-mares, ou construídos de forma barata, como por exemplo, em túnel existente na rocha.

A experiência adquirida com a construção e operação dos OWCs, deu um grande impulso no desenvolvimento de novos WECs, considerados como WECs de segunda geração. Estes WECs incorporam algumas modificações de projetos e incluem sistemas próximos à costa (*nearshore*). Os WECs instalados próximos à costa, estão localizados entre 10 a 20 m de profundidade e normalmente situados, entre 10 a 15 Km de distância da costa (Whittaker et al., 2007). Uma das vantagens destes WECs é que não requerem mecanismos de ancoragem complexas, comparativamente aos usados em WECs que operam em águas profundas (*offshore*), incluindo cabos elétricos longos e submersos.

Em 2002, os investigadores da Universidade Belfast começaram a estudar um outro tipo de dispositivo designado por *Oscillating Wave Surge Converter* (OWSC). Este dispositivo é descrito mecanicamente da forma simples como uma placa oscilante articulada numa das extremidades, na parte superior ou inferior (Whittaker e Folley, 2012). Este estudo permitiu concluir que a solução mais promissora do OWSC é uma placa oscilante parcialmente submersa articulada junto ao fundo do mar (Whittaker e Folley, 2012). A Aquamarine Power Ltd. foi responsável pelo desenvolvimento comercial deste dispositivo, no qual denominaram por Oyster (Whittaker et al., 2007).

Além do Oyster, atualmente existem vários conceitos diferentes de OWSCs e alguns estão sob desenvolvimento comercial, incluindo o WaveRoller, a bioWAVE e a Frond. Estes OWSCs são diferentes na parte da conceção do design e com características hidrodinâmicas notavelmente diferentes (Whittaker e Folley, 2012).

2.1. Geração e propagação de ondas

Para descrever a geração e propagação das ondas, diversas teorias foram desenvolvidas. As teorias que descrevem o comportamento das ondas dividem-se em dois grupos: teorias das ondas regulares e irregulares. A teoria das ondas regulares assume ondas com características bem definidas e que não varia no período de tempo e espaço. No caso da teoria das ondas irregulares, as ondas são formadas pela soma de pequenas ondas regulares com altura e período diferentes. Neste trabalho só será apresentado o caso da teoria das ondas regulares.

2.1.1. Teoria linear das ondas (Stokes 1ª ordem)

A teoria linear das ondas ou teoria de Airy, foi proposta por George Airy no século XIX, e é reconhecidamente a forma mais simples de representação das ondas. Uma das condições mais importantes para a aplicação desta teoria é que a amplitude da onda seja muito pequena quando comparada com o comprimento de onda e profundidade (Holthuijsen, 2007). Este modelo apesar de ser muito simples, descreve eficazmente as propriedades cinemáticas e dinâmicas das ondas (Sorensen, 1993), e permite obter resultados de aplicações sem ter de recorrer a métodos de cálculo complexos.

Na teoria linear assume-se que o fluido é incompressível, invíscido e homogéneo. O escoamento assume-se irrotacional, o efeito da tensão superficial desprezável e a pressão na superfície livre uniforme e constante. O fundo plano, horizontal e impermeável, sem descontinuidades, o efeito de Coriolis devido à rotação da terra desprezável, a altura de onda, H , constante e pequena, quando comparada com o seu comprimento, L , e a profundidade, d , o perfil de superfície da onda sinusoidal, as ondas são planas com cristas e cavas bem definidas (Holthuijsen, 2007). Na Figura 2.2 apresenta-se as principais características das ondas de acordo com a teoria linear.

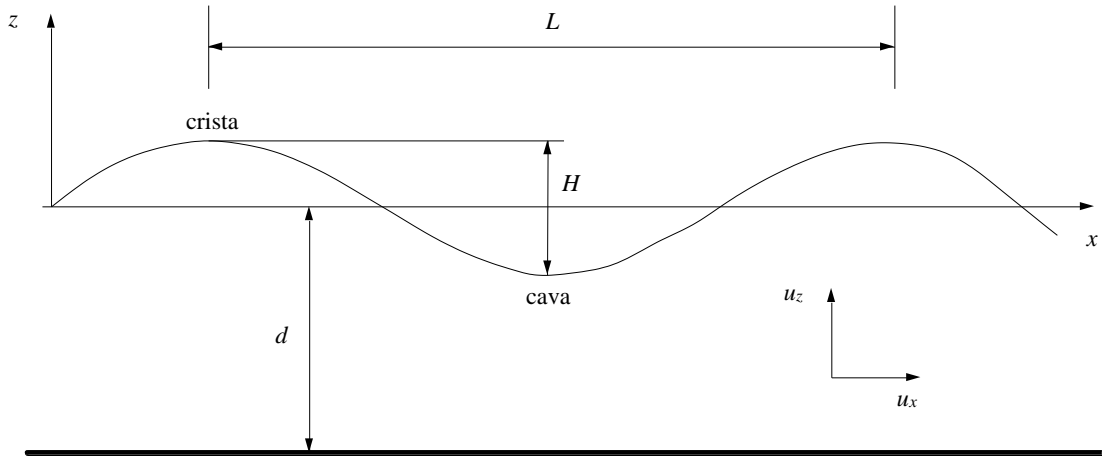


Figura 2.2 - Principais características das ondas regulares de acordo com a teoria linear (adaptado de Airy, 1845)

Considerando a profundidade d constante relativamente ao nível médio da água, a elevação da superfície da água, η , em função do tempo, t , e da posição horizontal, x , para um determinado H e T pode ser dada pela seguinte equação:

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos\left(\frac{2\pi x}{L} - \frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.1)$$

onde L é definido da seguinte forma para águas profundas:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (2.2)$$

Nesta condição, a crista da onda propaga-se na direção x com uma velocidade, c , definida da seguinte forma:

$$c = \frac{gT}{2\pi} \quad (2.3)$$

Considerando as hipóteses simplificativas da teoria linear, a equação da conservação da massa, pode ser expressa pela seguinte equação de Laplace:

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.4)$$

onde Φ é o potencial de velocidade que permite representar o campo de escoamento a partir das condições de fronteira correspondentes ao domínio da solução.

De modo a obter as expressões para a velocidade das partículas do fluido, é necessário resolver a equação de Laplace (Equação 2.4) para condições específicas na fronteira do domínio (Figura 2.2). As correspondentes condições de fronteira são dadas por:

$$u_z = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{em } z = d \quad (2.5)$$

e

$$u_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (2.6)$$

A condição apresentada na Equação (2.5) indica a cinemática das partículas na superfície livre e a Equação (2.6) representa a condição de impermeabilidade do fundo do canal.

Tendo em conta que a pressão na superfície livre é nula, a condição dinâmica na superfície livre é dada por:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + g\eta = 0 \quad \text{em } z = d \quad (2.7)$$

Através da solução das condições de fronteira e da conservação da massa, obtém-se a expressão que representa o potencial de velocidade do escoamento (Dean e Dalrymple, 1988):

$$\Phi(x, z, t) = -\frac{H g \cosh[k(z + d)]}{2 \omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.8)$$

onde ω é a frequência e k é o número de onda, dadas, respetivamente, por:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (2.9)$$

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad (2.10)$$

Derivando a Equação (2.8), obtém-se as componentes horizontal e vertical da velocidade:

$$u_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\frac{H g k \cosh[k(z + d)]}{2 \omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.11)$$

$$u_z = \frac{\Phi(x, z, t)}{\partial z} = -\frac{H}{2} \frac{gk \sinh[k(z + d)]}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.12)$$

A teoria linear deixa de ser válida para o estudo de casos em águas poucas profundas $H/L < 0.05$. Esta limitação pode ser resolvida recorrendo a teorias de ondas de ordem superior.

2.1.2. Teoria de 2ª ordem de Stokes

A teoria de 2ª ordem de Stokes é aplicável para a maioria dos casos em que $H/L < 0.125$ (Carmo, 2016). De acordo com esta teoria, a expressão que permite calcular a elevação da superfície livre é dada por:

$$\begin{aligned} \eta(x, t) = & \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \\ & + \frac{\pi H^2}{8L} \left\{ \frac{\cosh(kd) [2 + \cosh(2kd)]}{\sinh^3(kd)} \right\} \cos[2(kx \\ & - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde L é definido da seguinte forma:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \quad (2.14)$$

O potencial de velocidades é dado por:

$$\begin{aligned} \Phi(x, z, t) = & -\frac{H}{2} \frac{g \cosh[k(z + d)]}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \\ & - \frac{3\pi H^2}{16T} \frac{\cosh[2k(z + d)]}{\sinh^4(kd)} \sin[2(kx - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.15)$$

As componentes horizontal e vertical da velocidade são dadas por:

$$\begin{aligned} u_x = \frac{\Phi(x, z, t)}{\partial x} = & -\frac{H}{2} \frac{kg \cosh[k(z + d)]}{\omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \\ & + \frac{3(\pi H)^2}{4TL} \frac{\cosh[2k(z + d)]}{\sinh^4(kd)} \cos[2(kx - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$u_z = \frac{\Phi(x, z, t)}{\partial z} = -\frac{H}{2} \frac{kg \sinh[k(z + d)]}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3(\pi H)^2}{4TL} \frac{\sinh[2k(z + d)]}{\sinh^4(kd)} \sin[2(kx - \omega t)] \quad (2.17)$$

2.2. Descrição do funcionamento do OWSC

Os OWSCs são vistos como uma tecnologia promissora para o aproveitamento da energia das ondas em zonas de profundidades pequenas e intermédias de água (Whittaker et al., 2007; Cameron et al. 2010; Henry et al., 2010). Estes dispositivos têm ganho cada vez mais importância em relação aos outros tipos de WECs. Os OWSCs são normalmente compostos por uma placa oscilante articulada num eixo horizontal junto ao fundo do mar e um sistema PTO (Figura 2.3). Do ponto de vista dinâmico, o OWSC tem apenas um grau de liberdade. O sistema PTO é geralmente composto por uma bomba de êmbolo e um circuito hidráulico pressurizado. O escoamento do fluido no interior deste circuito é induzido pelas oscilações da placa oscilante. A placa oscilante é, portanto, a componente do OWSC que está sujeito aos esforços hidrodinâmicos das ondas.



Figura 2.3 – Esquema de um OWSC, ilustrando as principais componentes: placa oscilante, bomba de êmbolo, sistema hidráulico fechado e central de conversão de energia (adaptada de Whittaker e Folley, 2012).

O OWSC é projetado de forma a aproveitar a energia cinética das ondas. Uma vez que à medida que a onda se aproxima da costa, parte da energia potencial é transformada em

energia cinética, e uma outra parte, normalmente 10 a 20% de energia dissipa-se, devido à interação da onda com o fundo do mar (Folley e Whittaker, 2009). Por este motivo, os OWSCs são instalados nas zonas próximas à costa, onde o movimento horizontal das partículas do fluido é ampliado.

A hidrodinâmica do OWSC apresenta um elevado grau de complexidade, devido as interações não-lineares entre as ondas, o movimento da placa oscilante e o sistema PTO. Estas interações estão diretamente relacionadas com as condições de agitação e com as características do PTO e da placa oscilante, especialmente a sua geometria e massa. Para caracterizar a hidrodinâmica dos OWSCs foram realizados vários estudos analíticos usando a teoria linear (Renzi e Dias, 2012). Analiticamente a dinâmica da placa oscilante pode ser descrita pela seguinte equação (Schmitt et al., 2016):

$$T_h - T_g - T_{PTO} = I\ddot{\theta} \quad (2.14)$$

onde T_h é o momento hidrodinâmico, T_g é o momento gravítico, T_{PTO} é o momento do sistema PTO, I é a inercia e $\ddot{\theta}$ é a aceleração angular da placa oscilante.

A obtenção da solução da Equação (2.14) não é uma tarefa fácil, uma vez que esta equação é fortemente não-linear. Em alguns casos só é possível obter solução para PTO lineares, geometrias simplificadas e pequenas oscilações da placa oscilante. Portanto, são desadequados para descrever com precisão os efeitos do escoamento na zona de ação da placa oscilante e os efeitos não-lineares do PTO e grandes oscilações da placa oscilante (Whittaker e Folley, 2012). Os resultados analíticos apresentam algumas características interessantes, tais como a massa adicionada, o amortecimento, a força hidrodinâmica, a potência média absorvida e a eficiência.

Atualmente existe um número reduzido de estudos experimentais da hidrodinâmica dos OWSCs. Os resultados experimentais não fornecem de forma direta todas as forças hidrodinâmicas, apenas a força de amortecimento do PTO pode ser obtida diretamente (Brito et al., 2016). O desenvolvimento recente dos métodos numéricos permitiu simular a hidrodinâmica dos OWSCs. No entanto, a maioria dos códigos numéricos utilizam modelos simplificados para simular as interações onda-flap-PTO, desprezando os efeitos das interações flap-PTO (Whittaker e Folley, 2012). Recentemente Brito et al. (2016, 2017) desenvolveram uma ferramenta integrada que permite simular interações

onda-WEC-PTO. Esta ferramenta baseia-se no acoplamento do código DualSPHysics e da biblioteca do Project Chrono, onde o DualSPHysics calcula a interação onda-WEC e o Project Chrono calcula a interação WEC-PTO.

2.2.1. Sistema PTO

O grande desafio no estudo numérico de WECs prende-se essencialmente com a caracterização e a implementação do PTO (Brito et al., 2017). De acordo com a trabalho realizado por Clément et al. (2002) estariam patenteados em 2002 mais de 1000 tipos de sistemas PTO no Japão, no Norte de América e na Europa. A grande maioria destes PTOs interagem por fricção e, portanto, podem apresentar efeitos não-lineares.

A modelação dos PTOs não é uma tarefa fácil, devido à diferença de escalas geométricas e temporal que podem ser de muitas ordens de grandeza, exigindo métodos de multi-escala para garantir a estabilidade da simulação numérica (Brito et al., 2016).

Como referido anteriormente, na literatura existem vários modelos para descrever a dinâmica do PTO. De acordo com Cargo et al. (2012), os sistemas PTO dividem-se em três grandes grupos: modelos lineares, modelos não-lineares idealizados e modelos não-lineares com perdas. Os modelos lineares assumem que o momento do sistema PTO pode ser uma combinação entre o coeficiente de rigidez e um coeficiente de amortecimento. Portanto o momento do PTO varia linearmente com a velocidade e a posição angular dos WECs. Em alguns casos o momento do sistema PTO pode ser representado da seguinte forma:

$$T_{PTO} = -\delta\dot{\theta}(t) \quad (2.15)$$

$$T_{PTO} = -\delta\dot{\theta}(t) - \beta\theta(t) \quad (2.16)$$

onde δ é o coeficiente rigidez e β é o coeficiente amortecimento do PTO (Schmitt et al., 2016).

Os modelos não-lineares, tanto no caso ideal ou com perdas (real), assumem-se como modelos onde não existe dependência linear entre o momento do PTO e a velocidade do dispositivo. O que difere o modelo ideal do modelo real é que no primeiro o PTO

hidráulico (circuito hidráulico) e os seus componentes são 100% eficientes, o que não acontece para o caso real, onde existem perdas, tais como perdas de carga por atrito.

De acordo com Schmitt et al. (2016) um modelo que pode descrever o momento do PTO pode ser descrito por:

$$T_{PTO} = -\delta\theta(t) - \beta\dot{\theta}^2(t) \quad (2.17)$$

Todos os WECs necessitam de um sistema PTO para converter o movimento provocado pelas ondas numa forma de energia útil. Atualmente, os principais sistemas PTO são hidráulicos, acoplados a um gerador elétrico rotativo para converter a energia mecânica em energia elétrica. Sabendo que as ondas apresentam uma grande variabilidade, um PTO hidráulico pode ser um sistema adequado para transformar a energia (Henderson, 2006). O trabalho de Lasa et al. (2012b) apresenta uma referência ao projeto, simulação, construção, teste e verificação do modelo matemático do novo conceito de PTO. Este trabalho é relevante para implementação prática. Os circuitos hidráulicos permitem absorção de energia para diferentes condições de agitação, com a aplicação controlada dos binários devido as restrições impostas, de forma a que o método de transmissão mecânica de saída do *Energy Capture Device* (ECD) seja flexível e o mais preciso possível (Lasa et al., 2012).

Há uma série de desafios associados à utilização do circuito hidráulico em WECs. No trabalho realizado por Drew et al. (2009) foram apresentados as limitações da utilização deste sistema PTO. De acordo com Lasa et al. (2012b), o circuito hidráulico pode ser normalmente composto por: um conjunto de cilindros hidráulicos, um grupo de bloco de válvulas, um grupo de acumuladores de alta e baixa pressão, uma válvula de controlo, que controla o fluxo de entrada do motor hidráulico e um ou mais motores hidráulicos, conforme mostra a Figura 2.4.

O circuito hidráulico é dividido em duas partes principais. A primeira parte contém os componentes de entrada que absorvem a energia das ondas e que controlam o movimento da placa oscilante. A segunda parte engloba os componentes de saída que fornecem a energia que alimenta o gerador elétrico. Os cilindros, sistemas de fixação, os blocos de válvulas e o acumulador de alta pressão aplicam o controlo do binário ao eixo de saída da placa oscilante e constituem a primeira parte do circuito. Além disso, o acumulador de

alta pressão, a válvula de controlo, o motor hidráulico e o gerador elétrico constituem a segunda parte do sistema, cujo controlo permite rotação contínua no gerador, minimizando as flutuações de potência para cada estado do mar.

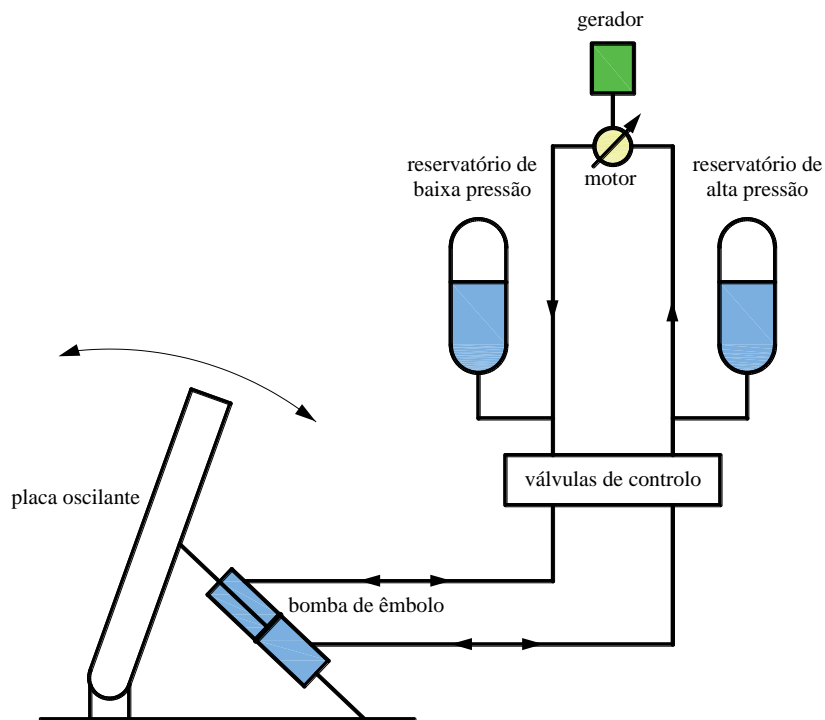


Figura 2.4 - Esquema de um circuito hidráulico do sistema PTO (adaptado de Falcão, 2010)

2.3. Simulação numérica do OWSC

Apesar do desenvolvimento intensivo dos códigos numéricos, a simulação dos OWSCs não é uma tarefa fácil (Schmitt e Elsaesser, 2015). Na última década tem surgido diversos trabalhos com a finalidade de estudar numericamente as características que influenciam o funcionamento e a viabilidade dos OWSCs.

Bhinder et al. (2012) usou o código Flow3D para determinar os coeficientes de arrasto de um OWSC. Este estudo consistiu num corpo com formato cúbico forçado a oscilar, sem ser excitado pelas ondas. Este trabalho destaca a importância da modelação numérica como ferramenta válida para estimação do coeficiente de arrasto. O modelo numérico foi

validado comparando os resultados numéricos com os dados experimentais de um escoamento sobre um cilindro. A partir dos resultados deste trabalho conclui-se que a viscosidade tem influência na eficiência desses tipos de dispositivos, estimando reduções de quase 60% quando comparados resultados de solução não viscosa com a solução viscosa.

No trabalho desenvolvido por Schmitt et al. (2012a) foi realizada a comparação da distribuição de pressão derivada de vários modelos numéricos com dados experimentais de um OWSC testado num canal de ondas. A simulação numérica totalmente viscosa obtida com OpenFOAM mostrou boa concordância com os dados experimentais. Este trabalho também apresenta as limitações do código WAMIT no estudo de OWSCs.

No mesmo ano, Schmitt et al. (2012b) apresentou os desafios e vantagens na aplicação do modelo *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS) no apoio a projetos de um OWSCs. Este trabalho apresentou também a comparação dos requisitos de tempo, trabalho e financeiros para a obtenção de resultados práticos com testes experimentais. Neste artigo analisou-se as simulações numéricas desenvolvidas pela indústria de energia das ondas e comparou-se a aplicação de modelos numéricos totalmente viscosos com testes em canais experimentais. Este estudo mostrou a utilidade das ferramentas numéricas no projeto de OWSCs, fazendo uma estimativa de tempos de execução e de custos. Destaca-se a importância dos testes em tanques experimentais na indústria do aproveitamento da energia das ondas.

Rafiee et al. (2013) aplicou o método SPH para simular um OWSC em 2D e posteriormente em 3D. Neste estudo mostrou-se que o modelo SPH é um método versátil, que permite estudar de forma natural os escoamentos não-lineares com grandes deformações, superfície livre e topologias complexas. Este método apresenta muitas vantagens, nomeadamente na interação fluido-estrutura-estrutura e escoamento com superfície livre. Neste estudo os resultados foram comparados com os dados experimentais. Não foram fornecidas estimativas de erro quantitativo, mas os resultados para a rotação da placa oscilante e a pressão em vários locais apresentam boa concordância com os dados experimentais. Foram estudados casos extremos como esforços excessivos das ondas.

3. Modelo numérico

O modelo numérico utilizado neste trabalho baseia-se no método SPH para descrever a dinâmica dos fluidos. Neste capítulo inicialmente são apresentadas as principais características do código DualSPHysics e da biblioteca do Project Chrono. Posteriormente apresenta-se a importância do acoplamento entre ambos na resolução dos problemas envolvendo WECs. Na parte final apresenta-se procedimento e os principais parâmetros numéricos utilizados.

3.1. DualSPHysics

No código DualSPHysics as quantidades físicas (posição, velocidade, massa volúmica) de cada partícula são calculadas através da interpolação com as partículas vizinhas. Matematicamente, a contribuição de cada partícula é ponderada de acordo com a distância entre as partículas e o kernel de interpolação (Lucy, 1977; Gingold e Monaghan, 1977). Portanto só as partículas que estão dentro da zona de suporte do kernel têm contribuição nas quantidades físicas de uma dada partícula.

3.1.1. Método SPH

O princípio fundamental do método SPH consiste em aproximar qualquer função F por um integral de interpolação, dado por:

$$F(\mathbf{r}) = \int_{\varphi} F(\mathbf{r}')W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)d\mathbf{r} \quad (3.1)$$

onde W é o kernel de interpolação, \mathbf{r} é o vetor posição, \mathbf{r}' é o vetor posição onde a função F é definida e φ é o domínio de influência do kernel de interpolação. Nesta dissertação todos os vetores são apresentados como negrito. Na literatura o parâmetro h é denominado de *smoothing length* e controla a dimensão do domínio de influência do kernel de interpolação (Monaghan, 1992; Didier e Neves, 2010; Crespo et al., 2015).

A aproximação de F para uma partícula a é feita para todas as partículas que estão dentro da zona de suporte do kernel com dimensão $2h$, conforme mostra a Figura 3.1.

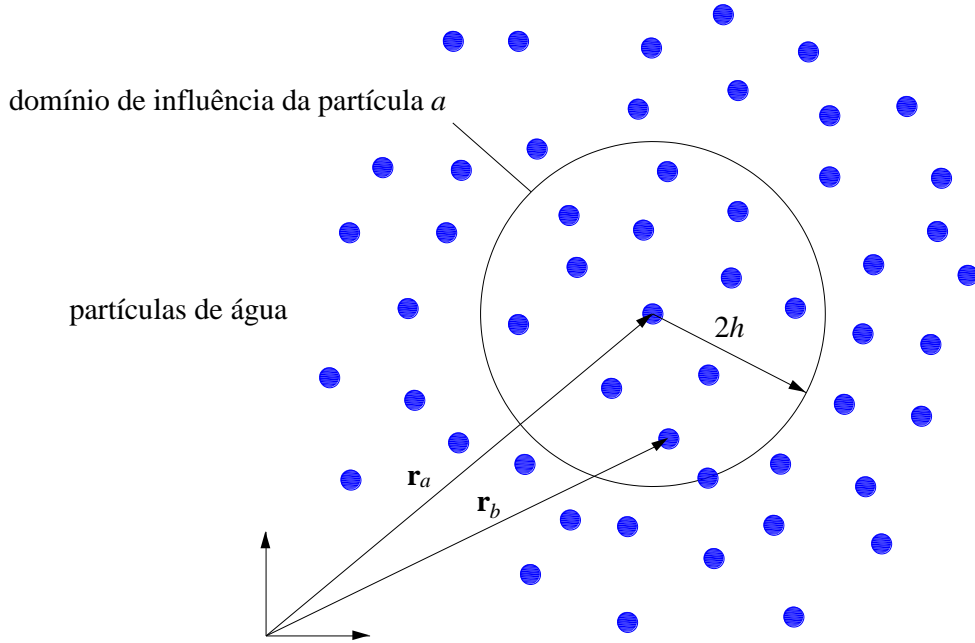


Figura 3.1 - Domínio de influência de kernel de interpolação. Os pontos azuis representam as partículas de água.

Numericamente a função F pode ser escrita na sua forma discreta, onde o integral de interpolação é aproximado por um somatório:

$$F(\mathbf{r}_a) \approx \sum_b F(\mathbf{r}_b)W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h)\Delta V_b \quad (3.2)$$

onde ΔV_b é o volume das partículas vizinhas b . Considerando que $V_b = m_b/\rho_b$, onde m_b é a massa e ρ_b é a massa volúmica da partícula b , a Equação (3.2) pode ser escrita da seguinte forma:

$$F(\mathbf{r}_a) \approx \sum_b F(\mathbf{r}_b) \frac{m_b}{\rho_b} W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) \quad (3.3)$$

Na Equação (3.3) o índice a refere-se a uma partícula individual e o índice b refere as partículas vizinhas (partículas que estão dentro da zona de suporte do kernel), conforme mostra a Figura 3.1.

3.1.2. Kernels de interpolação

No método SPH o kernel de interpolação é definido como uma função analítica que pode ser derivada sem necessitar de uma discretização espacial que varia com a distância entre as partículas (Monaghan, 1992). Numericamente, o kernel é uma função com um suporte compacto dentro duma região determinada por um raio de $2h$ (Figura 3.1). Este raio é normalmente muito mais pequeno que a escala típica do problema (Didier e Neves, 2010; Crespo et al., 2015). O parâmetro h deve ser superior à separação inicial das partículas. Assim, uma partícula está apenas em interação com as partículas contidas no domínio de influência definido pela dimensão $2h$ e cada uma destas partículas tem uma contribuição no kernel.

A eficiência do método SPH depende fortemente do tipo de kernel de interpolação (Crespo et al., 2015). Os kernels são normalmente expressos em função da distância adimensional entre as partículas, $q = \mathbf{r}/h$, onde $\mathbf{r} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b$ é a distância entre duas partículas a e b .

No código DualSPHysics encontram-se atualmente implementado dois tipos de kernels: Cubic-Spline e Quintic (Crespo et al., 2015). Neste trabalho foi usado o kernel Quintic devido a sua precisão nos resultados. Para 2D o kernel Quintic é dado por:

$$W(q, h) \approx \frac{7}{4\pi h^2} \left(1 - \frac{q}{2}\right)^4 (2q + 1); \quad 0 \leq q \leq 2 \quad (3.4)$$

Para 3D é dado por:

$$W(q, h) \approx \frac{21}{16\pi h^3} \left(1 - \frac{q}{2}\right)^4 (2q + 1); \quad 0 \leq q \leq 2 \quad (3.5)$$

3.1.3. Equações da dinâmica dos fluidos na formulação SPH

O modelo da viscosidade artificial proposto por Monaghan (1992) é o modelo mais usado para descrever os termos viscosos da equação de conservação da quantidade de movimento (Crespo et al., 2015; Crespo et al., 2017). Usando este modelo a equação de conservação da quantidade de movimento na formulação do SPH é dada por:

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} + \Pi_{ab} \right) \nabla_a W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) + \mathbf{g} \quad (3.6)$$

onde \mathbf{v}_a , P_a e ρ_a são, respetivamente, o vetor velocidade, a pressão e a massa volúmica de uma dada partícula a , t é o tempo, \mathbf{g} é o vetor aceleração da gravidade, P_b , ρ_b e m_b são, respetivamente, a pressão, a massa volúmica e a massa de uma dada partícula b contida no suporte compacto do kernel e Π_{ab} é o termo de viscosidade artificial, dado por:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ab} \mu_{ab}}{\bar{\rho}_{ab}} & (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b)(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) < 0 \\ 0 & (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b)(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) > 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

onde $\bar{c}_{ab} = (c_a + c_b)/2$ é a média da velocidade do som, $\bar{\rho}_{ab} = (\rho_a + \rho_b)/2$ é a média da massa volúmica entre as partículas a e b , α é o coeficiente da dissipação viscosa. O valor $\alpha = 0.01$ tem-se mostrado adequado para o estudo da propagação de onda em canais (Altomare et al., 2015; Crespo et al., 2017). O termo μ_{ab} é a viscosidade calculada da seguinte forma:

$$\mu_{ab} = \frac{h(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b)(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)}{(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)^2 + \zeta^2} \quad (3.8)$$

onde $\zeta^2 = 0.01h^2$ e ζ é coeficiente que permite evitar a divergência numérica quando a distância entre as partículas tende para zero.

Na formulação do SPH, a equação de conservação da massa é dada por:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \cdot \nabla_a W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) \quad (3.9)$$

No código DualSPHysics o fluido é tratado como fracamente compressível (*Weakly Compressible* SPH) designado na literatura como WCSPH. Esta abordagem permite resolver as equações de conservação da quantidade de movimento de modo fácil, evitando o elevado esforço computacional relativamente aos outros métodos. Portanto, a equação de estado que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica de uma partícula a é dada por:

$$P_a = B \left[\left(\frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (3.10)$$

onde $\gamma = 7$ é a constante politrópica, $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ é a massa volúmica de referência da água e a constante $B = c^2 \rho_0 / \gamma$, sendo c a velocidade do som na água calculada da seguinte forma (Monaghan, 1992):

$$c = \sqrt{\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{\rho = \rho_0}} \quad (3.11)$$

3.1.4. Condições de fronteira

No DualSPHysics as fronteiras sólidas são definidas por um conjunto de partículas semelhantes às partículas do fluido (Figura 3.2). A condição de fronteira dinâmica (*dynamic boundary condition* - DBC) tem sido a mais usada. Esta condição de fronteira utiliza as mesmas equações que as partículas de fluido. No entanto, estas partículas de fronteira não se deslocam sobre a ação das forças das partículas de fluido calculadas pela Equação (3.6). Permanecendo fixas na posição inicial ou deslocando-se de acordo com o deslocamento imposto (como por exemplo o movimento do batedor de onda).

Quando uma partícula de fluido se aproxima da fronteira e a distância entre estas torna-se muito pequena, isto é inferior a h , a massa volúmica da partícula de fronteira aumenta, resultando num aumento da pressão. Este fenómeno provoca uma força repulsiva exercida na partícula do fluido devido ao termo de pressão na equação de conservação da quantidade de movimento, Equação (3.6). A força repulsiva tem uma enorme dependência do passo de tempo escolhido. Portanto, a estabilidade do método depende do passo de tempo definido. Normalmente um passo de tempo pequeno pode permitir

maiores velocidades das partículas dependendo da condição de *Courant-Friedrich-Levy* (CFL). A validação do DBC mostrou boa concordância comparativamente às outras abordagens existentes. Adicionalmente, o DBC tem-se mostrado adequado para a simulação de ondas sobre geometrias complexas (Altomare et al., 2015).

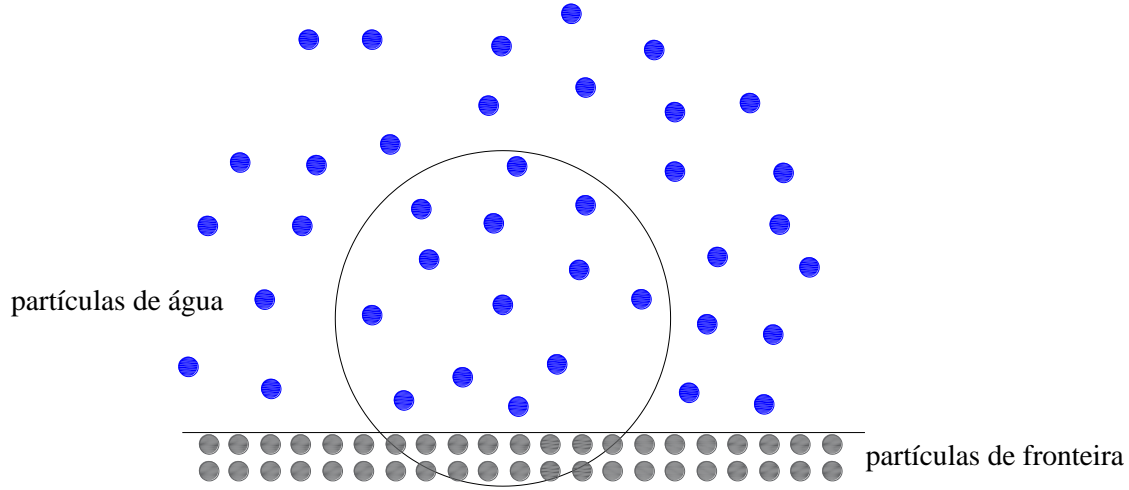


Figura 3.2 - Fronteira sólida definida no DualSPHysics.

No código DualSPHysics as fronteiras sólidas podem ser definidas com uma ou duas partículas ao longo da direção normal à fronteira (Crespo et al., 2015).

3.1.5. Interação fluido-corpos flutuantes

No código DualSPHysics considera-se que todos os corpos flutuantes são rígidos, portanto, a força líquida é calculada pela soma das contribuições de todas as partículas envolvidas dos corpos flutuantes de acordo com o kernel de interpolação e *smoothing length*.

Cada partícula de fronteira k experimenta a seguinte força por unidade de massa:

$$\mathbf{f}_k = \sum_{a \in FL} \mathbf{f}_{ka} \quad (3.12)$$

onde FL refere as partículas de fluido e \mathbf{f}_{ka} é o vetor da força por unidade de massa exercida pela partícula de fluido a sobre a partícula de fronteira k , dada por:

$$m_k \mathbf{f}_k = -m_a \mathbf{f}_{ka} \quad (3.13)$$

Portanto o movimento de um corpo flutuante é calculado considerando as seguintes equações para o movimento do corpo rígido:

$$M \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \sum_{a \in FR} -m_k \mathbf{f}_k \quad (3.14)$$

e

$$I \frac{d\mathbf{\Omega}}{dt} = \sum_{a \in FR} -m_k (\mathbf{r}_k - \mathbf{R}_0) \times \mathbf{f}_k \quad (3.15)$$

onde FR refere as partículas de fronteira, M é a massa, I é o momento de inércia, \mathbf{V} é o vetor velocidade, $\mathbf{\Omega}$ é o vetor da velocidade angular e \mathbf{R}_0 é o vetor do centro de massa do corpo flutuante.

Cada partícula de fronteira k do corpo flutuante experimenta a seguinte velocidade:

$$\mathbf{u}_k = \mathbf{V} + \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{r}_k - \mathbf{R}_0) \quad (3.16)$$

Finalmente o movimento do corpo flutuante é dado pela integração da Equação (3.16) no tempo. Os resultados apresentados em Monaghan (2005) mostram que esta técnica garante a conservação da massa no sistema.

3.1.6. Esquemas de discretização temporal

A utilização de esquemas de discretização temporal é dependente da condição de CFL. Nesta condição o passo de tempo variável é calculado de acordo com a seguinte condição:

$$\Delta t = 0.3 \cdot \min(\Delta t_f, \Delta t_{cv}) \quad (3.17)$$

sendo

$$\Delta t_f = \min \left(\sqrt{h/|\mathbf{f}_a|} \right) \quad (3.18)$$

$$\Delta t_{cv} = \min_a \left(\frac{\sqrt{h/|\mathbf{f}_a|}}{c_s + \max_b \left| \frac{h(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b)(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)}{(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)^2 + \zeta^2} \right|} \right) \quad (3.19)$$

onde Δt_f é passo de tempo calculado a partir do vetor da força por unidade de massa $|\mathbf{f}_a|$, Δt_{cv} é o passo de tempo que controla a condição de CFL e c_s é uma constante que varia

entre 0.1 e 0.3 (Crespo et al., 2015). Como as quantidades físicas (velocidade, massa volúmica, posição) alteram em cada passo de tempo devido às forças calculadas durante as interações entre as partículas, torna-se necessário utilizar os esquemas de discretização temporal que permitem calcular as novas quantidades físicas para o passo de tempo seguinte. Para simplificar a escrita considera-se que a equação da quantidade de movimento, Equação (3.6), da conservação da massa, Equação (3.9) e a variação da posição das partículas são escritas da seguinte forma, respetivamente:

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \mathbf{F}_a \quad (3.20)$$

$$\frac{d\rho_a}{dt} = D_a \quad (3.21)$$

$$\frac{d\mathbf{r}_a}{dt} = \mathbf{v}_a \quad (3.22)$$

No código DualSPHysics encontram-se atualmente implementados dois tipos de esquemas de discretização temporal: Verlet e Symplectic. No esquema Verlet o cálculo das quantidades físicas encontra-se dividido em duas partes (Verlet, 1967). Esta técnica permite reduzir o custo computacional comparado com outros esquemas de discretização temporal. Na primeira parte o esquema Verlet calcula as quantidades físicas de acordo com as seguintes equações:

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^{n-1} + 2\Delta t \mathbf{F}_a^n \quad (3.23)$$

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^{n-1} + 2\Delta t D_a^n \quad (3.24)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^n + \Delta t \mathbf{v}_a^n + \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{F}_a^n \quad (3.25)$$

onde n se refere o passo de tempo e, portanto, o tempo é dado por $t = n\Delta t$. Na segunda parte, num determinado passo de tempo (normalmente em cada 50 passos de tempo) as quantidades físicas são calculadas de acordo com as seguintes equações (Crespo et al., 2015)

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^n + 2\Delta t \mathbf{F}_a^n \quad (3.26)$$

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^n + 2\Delta t D_a^n \quad (3.27)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^n + \Delta t \mathbf{v}_a^n + \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{F}_a^n \quad (3.28)$$

A segunda parte do esquema, Equações (3.26), (3.27) e (3.28), permite limitar a divergência dos valores integrados no tempo uma vez que as equações não se encontram acoplados. Nos casos em que é mais difícil garantir a estabilidade numérica recomenda-se diminuir o número de passos para a aplicação da segunda parte do esquema Verlet (Verlet, 1967). Os valores inferiores à 10 passos de tempo podem indicar que o esquema Verlet não é adequado para determinar a dinâmica das partículas, portanto o esquema Symplectic pode constituir uma alternativa (Crespo et al., 2015).

O esquema Symplectic implementado em DualSPHysics baseia-se num algoritmo de previsão-correção de segunda ordem. Durante a fase de previsão os valores da massa volúmica e da posição são estimados num passo de tempo intermédio:

$$\rho_a^{n+\frac{1}{2}} = \rho_a^n + \frac{\Delta t}{2} D_a^n \quad (3.29)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{r}_a^n + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_a^n \quad (3.30)$$

Durante a fase de correção a aceleração ($d\mathbf{v}_a^{n+1/2}/dt$) é usada para calcular a velocidade corrigida, e portanto, a posição e velocidade das partículas no final do passo de tempo são dadas, respetivamente, por:

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_a^{n+1} \quad (3.31)$$

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{F}_a^{n+\frac{1}{2}} \quad (3.32)$$

Finalmente o valor corrigido da massa volúmica, $d\rho_a^{n+1/2}/dt = D_a^{n+1}$, é calculada usando o valor atualizado da velocidade ($\mathbf{v}_a^{n+1/2}$) e da posição ($\mathbf{r}_a^{n+1/2}$).

3.2. Project Chrono

O Project Chrono é uma plataforma independente de simulação multi-física implementado em C++. A sua biblioteca permite simular mecanismos envolvendo

praticamente todos os tipos de geometrias, contatos e restrições mecânicas, com por exemplo: dispositivos compostos por diversos corpos rígidos e/ou flexíveis, com colisões, adesões, acoplamentos, articulações, motores, graus de liberdade arbitrários (Tasora et al., 2016; Brito et al., 2016).

3.2.1. Simulação multi-física

No Project Chrono a dinâmica de dispositivos compostos por diversos corpos rígidos para uma posição e velocidade generalizada é dada resolvendo numericamente as seguintes equações:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\mathbf{r}^{n+1})(\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^n) \\ = \chi \mathbf{f} + \chi \sum_{i \in A(\mathbf{r}^n, \delta)} (\gamma_{i,l} \mathbf{D}_{i,l} + \gamma_{i,u} \mathbf{D}_{i,u} + \gamma_{i,w} \mathbf{D}_{i,w}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

sendo

$$i \in A(\mathbf{r}^n, \delta): 0 \leq \frac{1}{\chi} \Phi_i(\mathbf{r}^n) + \mathbf{D}_{i,l}^T \mathbf{v}^{n+1} \perp \gamma_l^i \geq 0 \quad (3.34)$$

$$(\gamma_{i,u}, \gamma_{i,w}) = \operatorname{argmin}_{\sqrt{\gamma_u^i{}^2 + \gamma_w^i{}^2} \leq \mu_i \gamma_{i,l}} \mathbf{v}^T (\gamma_u^i \mathbf{D}_{i,u} + \gamma_w^i \mathbf{D}_{i,w}) \quad (3.35)$$

onde $\chi = t^{n+1} - t^n$ é o passo de tempo, $\gamma_{i,s}$ representa a restrição associada ao contacto i : $\gamma_{i,s} = \chi \hat{\gamma}_{i,s}$ para $s = l, u, w$ onde l é a componente normal no ponto de contacto, u e w são as coordenadas perpendiculares à l e \mathbf{f} são todas as forças que atuam sobre o sistema com exceção da força de atrito. O termo $\frac{1}{\chi} \Phi_i(\mathbf{r}^n)$ garante a estabilidade do sistema por eliminar qualquer penetração dos corpos rígidos (Tasora et al., 2016).

A partir da Equação (3.33) a posição é obtida da seguinte forma:

$$\mathbf{r}^{n+1} = \mathbf{r}^n + \chi \mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}^n) \mathbf{v}^{n+1} \quad (3.36)$$

onde $\mathbf{\Gamma}$ é a matriz de transformação da velocidade em derivada generalizada da posição.

3.3. Acoplamento do DualSPHysics e do Project Chrono

Na Figura 3.3 apresenta-se o fluxograma do acoplamento da biblioteca do Project Chrono e do código DualSPHysics (Brito et al., 2016, 2017).

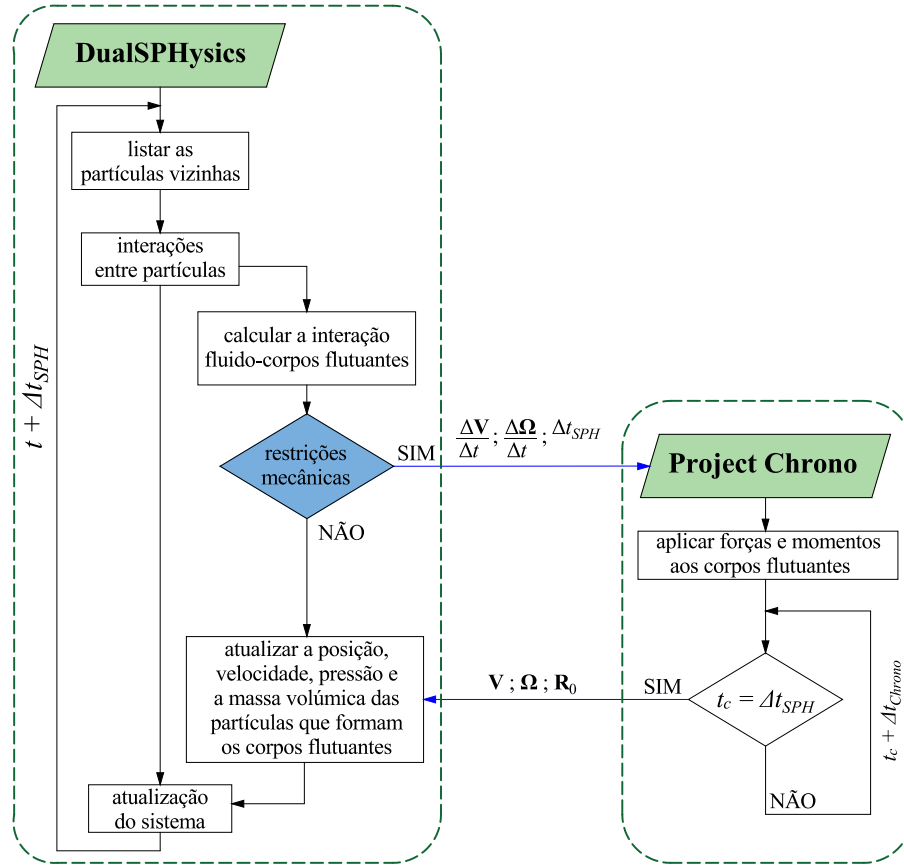


Figura 3.3 - Fluxograma do acoplamento do DualSPHysics e do Project Chrono.

No acoplamento da biblioteca do Project Chrono e do código DualSPHysics as interações onda-WEC-PTO são calculadas basicamente em três etapas. Na primeira etapa para o passo de tempo (Δt_{SPH}), o código DualSPHysics calcula as interações entre as partículas. A resultante das forças do fluido sobre a placa flutuante é calculada somando as contribuições da interação de cada partícula de fluido que envolvem o corpo flutuante de acordo com o kernel de interpolação e o *smoothing length*. O movimento do corpo flutuante é calculado considerando as Equações (3.14) e (3.15). Na segunda etapa, a aceleração linear e angular ($\Delta \mathbf{V}/\Delta t$ e $\Delta \Omega/\Delta t$) resultante das interações entre as partículas é transferido para o Project Chrono. Durante este passo de tempo o Project Chrono calcula o movimento do corpo flutuante considerando as restrições mecânicas do sistema. Na terceira etapa, o código DualSPHysics atualiza a posição das partículas que formam o corpo flutuante de acordo com a Equação (3.16) utilizando os valores devolvidos do Project Chrono (\mathbf{V} , Ω e \mathbf{R}_0). Por fim, o DualSPHysics atualiza todas as

variáveis do sistema (posição, velocidade, massa volúmica e pressão de todas as partículas de fluido) para o novo passo de tempo.

O acoplamento do código DualSPHysics e do Project Chrono poderá vir a ser uma ferramenta integrada extremamente importante do ponto de vista da engenharia, podendo ser aplicado no estudo de WECs, mas também em diversas estruturas costeiras com sistemas mecânicos complexos. Acresce ainda o facto do método SPH estar a ser melhorado e modificado de modo a obter resultados aceitáveis para aplicações práticas de engenharia (Crespo et al., 2015).

3.4. Procedimento numérico

Na Figura 3.4 apresenta-se o esquema do procedimento numérico no código DualSPHysics. Na fase de pré-processamento, o código GenCase define a configuração inicial da simulação, a descrição do movimento do batedor de ondas e dos parâmetros para correr o DualSPHysics. O ficheiro de entrada é definido em formato XML, (nome_caso.xml). Este ficheiro contém toda a informação necessária para correr a simulação. O Gencase gera dois ficheiros de saída: nome_caso.xml e nome_caso.bi4. Estes ficheiros serão usados com ficheiros de entrada no código DualSPHysics. O ficheiro nome_caso.xml, contém todos os parâmetros de configuração e execução do sistema, como por exemplo: o número de partículas, a definição do movimento do batedor e das propriedades da placa oscilante. O ficheiro nome_caso.bi4 contém as informações sobre a velocidade, a posição e a densidade das partículas (Crespo et al., 2015). O código DualSPHysics gera os ficheiros de saída com os resultados da simulação. Estes ficheiros de saída em formato binário contém as informações das partículas em cada instante da simulação. Neste estudo estes ficheiros foram guardados com uma frequência de 50 Hz.

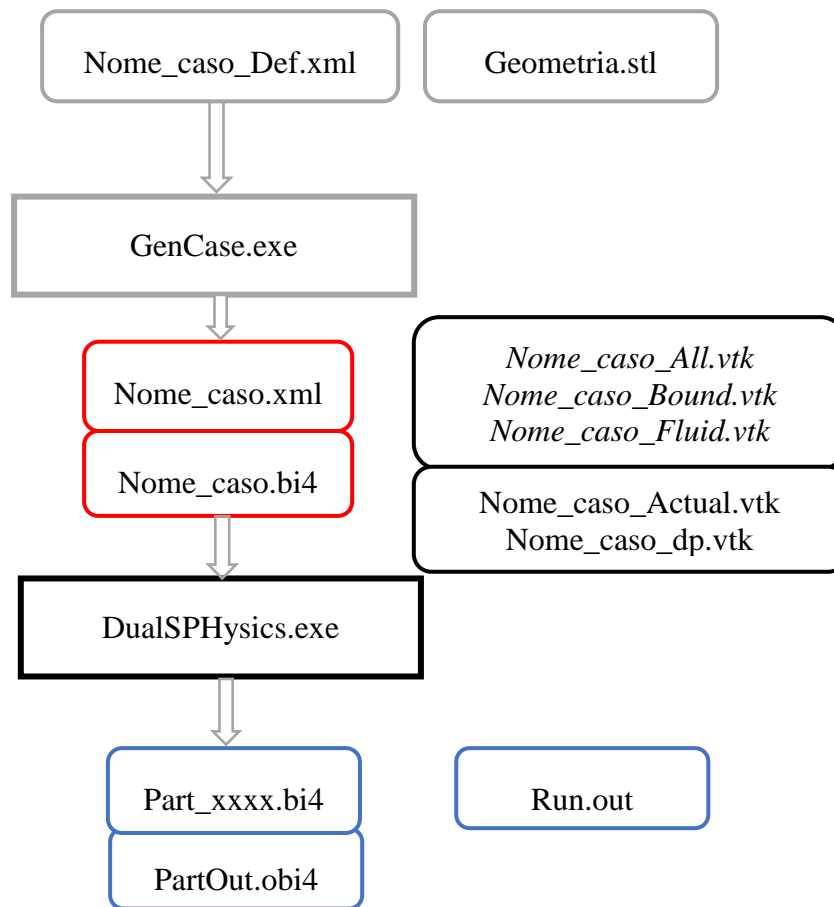


Figura 3.4 - Estrutura do procedimento numérico, ilustrando os ficheiros de entrada (vermelho) e de saída (azul) do código DualSPHysics (adaptado de Crespo et al., 2015)

Os principais parâmetros numéricos utilizados no ficheiro de entrada (Nome_caso.xml) são apresentados na Tabela 3.1.

Para executar o código DualSPHysics é também necessário especificar a plataforma onde serão resolvidas as equações do SPH. Neste contexto, a simulação pode ser executada em *Central Processing Unit* (CPU) ou *Graphic Processing Unit* (GPU) (Crespo et al., 2015). O ficheiro Run.out contém toda informação da simulação numérica.

Tabela 3.1 - Principais parâmetros numéricos utilizados na simulação.

Parâmetros	
Algoritmo de discretização temporal	Symplectic
Kernel de interpolação	Quintic
Modelo para descrever os termos viscosos	Viscosidade artificial
Coefficiente da velocidade do som	$c_s = 0.2$
Tempo de simulação	100 s
Passo de tempo para gerar os ficheiros de saída	0.025 s
Passo de tempo máximo da simulação	0.0001 s
Passo de tempo mínimo da simulação	0.00001 s

4. Análise de sensibilidade e validação do modelo numérico

Este capítulo inicia-se com uma análise de sensibilidade à influência da distância inicial das partículas, d_p , e viscosidade artificial, α , na geração e propagação de ondas. Posteriormente apresenta-se a validação do modelo numérico na geração e propagação de ondas e na hidrodinâmica do OWSC.

4.1. Análise de sensibilidade

Nesta secção efetua-se uma análise sensibilidade aos parâmetros d_p e α . Para tal simula-se o escoamento num canal com 60 m de comprimento, 1.8 m de profundidade e 4.8 m de largura, representado na Figura 4.1. Nesta análise de sensibilidade o OWSC foi simulado sem PTO.

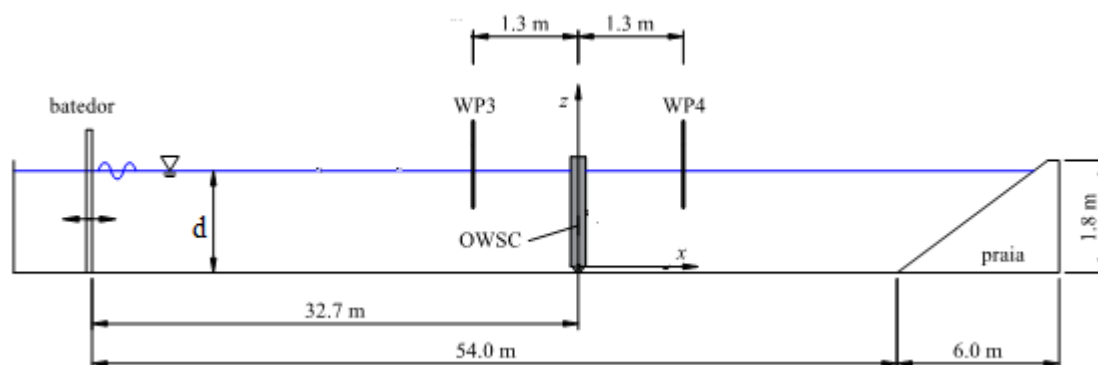


Figura 4.1 – Representação esquemática da vista lateral do canal, do posicionamento do OWSC e dos sensores de medição da elevação da superfície livre.

Na Tabela 4.1 apresenta-se as condições de agitação utilizados nesta análise de sensibilidade.

Tabela 4.1 – Condições de agitação utilizados na análise sensibilidade.

H	0.20 m
T	3.0 s
d	0.75 m

4.1.1. Influência da distância inicial entre partículas

A distância inicial entre as partículas, d_p , desempenha um papel fundamental na precisão dos resultados do método SPH. Adicionalmente, d_p tem uma importância significativa no tempo de cálculo, isto é, menor d_p conduz à um maior tempo de cálculo. Neste estudo de acordo com o sugerido por Altomare et al. (2015) escolhe-se valores de d_p entre 0.006 e 0.05 m. Na Tabela 4.2 apresenta-se a variação do d_p e a sua influência no tempo de cálculo e no *smoothing length* para sete simulações efetuadas. Para aferir sobre a influência da distância inicial entre partículas compara-se as séries temporais da elevação da superfície livre nas sondas WP3 e WP4.

Tabela 4.2 - Características das várias discretizações

d_p (m)	Nº de Partículas	h (m)	Tempo de cálculo (min)
0.0060	480820	0.0127	1122.3
0.0075	307877	0.0159	718.6
0.0100	173609	0.0212	294.9
0.0200	44152	0.0424	56.4
0.0300	19467	0.0636	30.2
0.0400	11128	0.0848	21.4
0.0500	7035	0.1060	15.8

Na Tabela 4.2 constata-se que aumento do d_p , isto é, a redução do número de partículas conduz à uma diminuição considerável do tempo de cálculo. Portanto, o esforço computacional é maior para menor d_p .

Nas Figuras 4.2 e 4.3 apresentam-se as séries temporais da elevação da superfície livre obtidas nas sondas WP3 e WP4 para $d_p = 0.006, 0.0075, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05$ m.

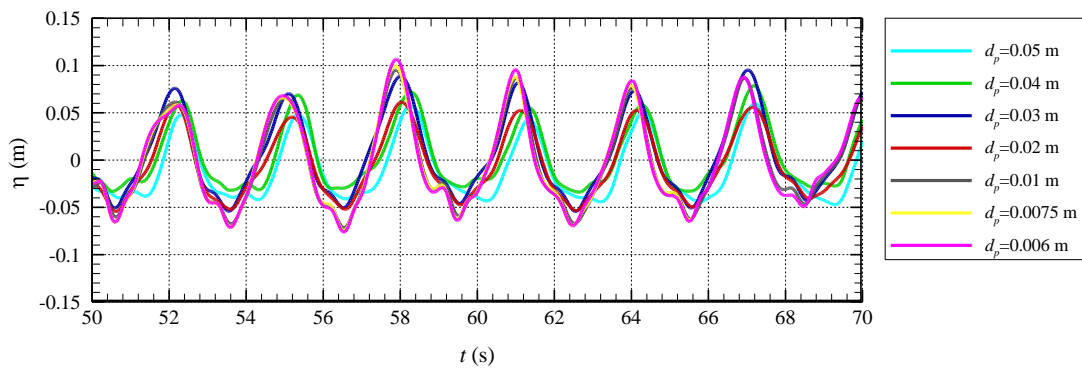


Figura 4.2 - Série temporal da elevação da superfície livre na sonda WP3.

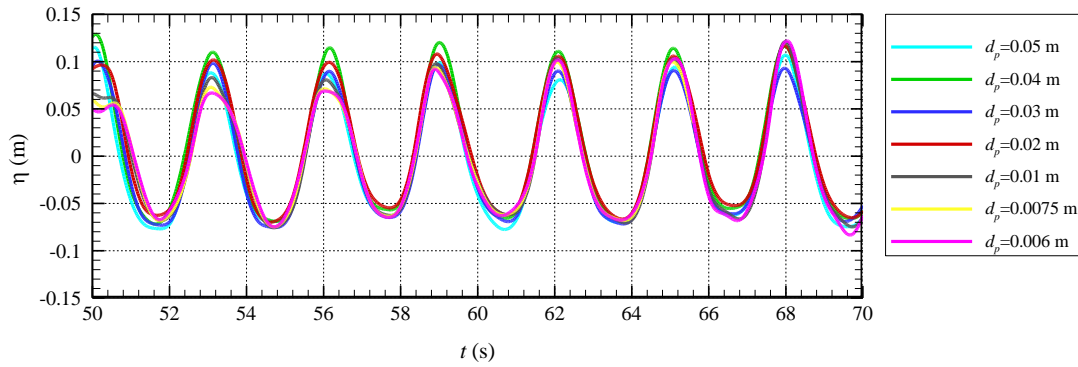


Figura 4.3 - Séries temporais da elevação superfície livre na sonda WP4.

Nas Figuras 4.2 e 4.3, verificam-se que para $d_p = 0.05$ m até 0.02 m não existe sobreposição sistemática dos resultados obtidos. No entanto, verifica-se que existe uma semelhança notória entre resultados para as discretizações $d_p = 0.01$, 0.0075 e 0.006 m. Para estes valores existe alguma sobreposição da elevação da superfície livre. Nota-se que a deformação da superfície livre medida na sonda WP3 é maior do que medida na sonda WP4. Este facto deve-se ao posicionamento da sonda WP3 encontrar-se a montante da placa oscilante onde existe reflexão de ondas devido à presença da placa oscilante. A sonda WP4 mede praticamente apenas as ondas transmitidas.

Na Figura 4.4 apresenta-se a série temporal da variação da amplitude do movimento da placa oscilante para $d_p = 0.006$, 0.0075, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05 m.

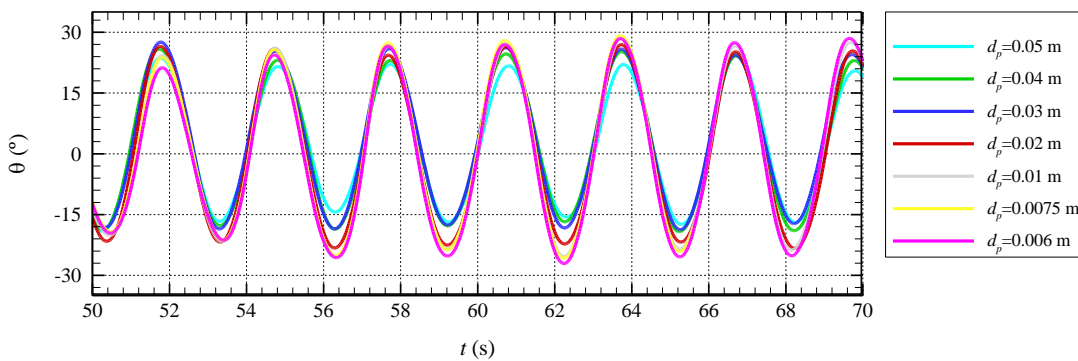


Figura 4.4 - Séries temporais da rotação da placa oscilante para $d_p = 0.006$, 0.0075, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04 e 0.05 m.

Na Figura 4.4 observa-se que a partir de $t = 55$ s as ondas estabilizam apresentando valores de crista e cava praticamente constantes no tempo. Semelhante ao verificado na

elevação da superfície livre (Figura 4.2 e 4.3), os resultados da rotação da placa oscilante apresentam a sobreposição para $d_p = 0.01$, 0.0075 e 0.006 m. Este resultado confirma a concordância entre os valores para $d_p = 0.01$, 0.0075 e 0.006 m.

Na Figura 4.5 apresenta-se a série temporal da velocidade angular da placa oscilante para $d_p = 0.006$, 0.0075 , 0.01 , 0.02 , 0.03 , 0.04 , 0.05 m.

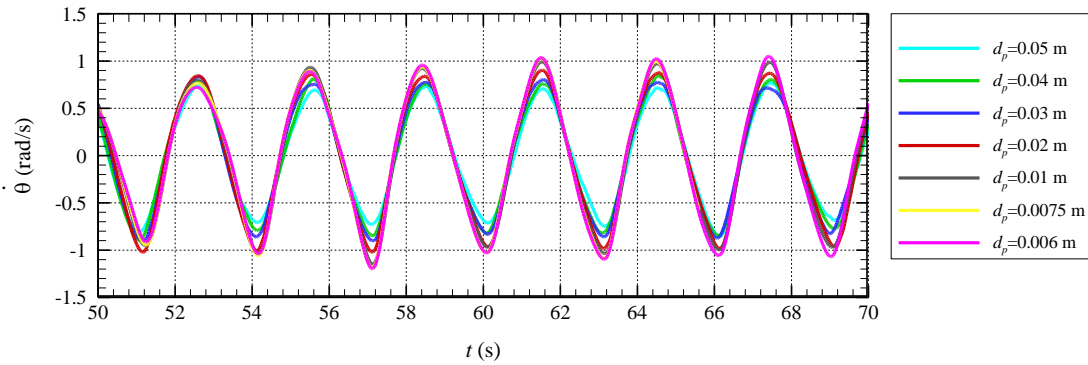


Figura 4.5 - Séries temporais da velocidade angular da placa oscilante para $d_p = 0.006$, 0.0075 , 0.01 , 0.02 , 0.03 , 0.04 e 0.05 m.

De forma análoga, observa-se que para discretizações $d_p = 0.01$, 0.0075 e 0.006 m, as séries temporais apresentam boa concordância. Apenas ligeiros desvios relativamente à crista da onda são observados.

Nas Figuras 4.6, 4.7 e 4.8 apresentam-se os campos de velocidades para os instantes $t = 0$, 20 e 40 s, respetivamente, para $d_p = 0.05$, 0.01 e 0.0075 m.

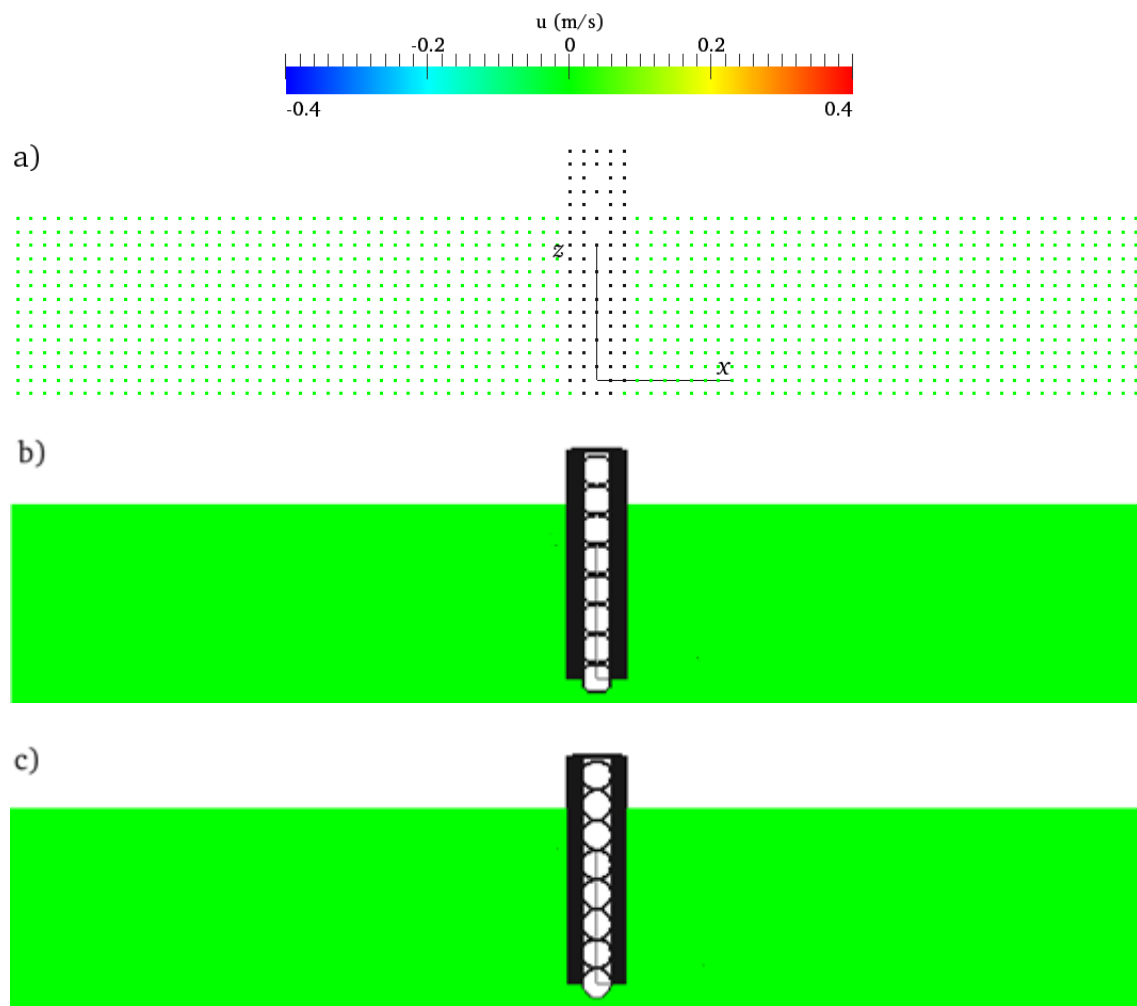


Figura 4.6 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 0$ s: a) $d_p = 0.05$ m; b) $d_p = 0.01$ m; c) $d_p = 0.0075$ m.

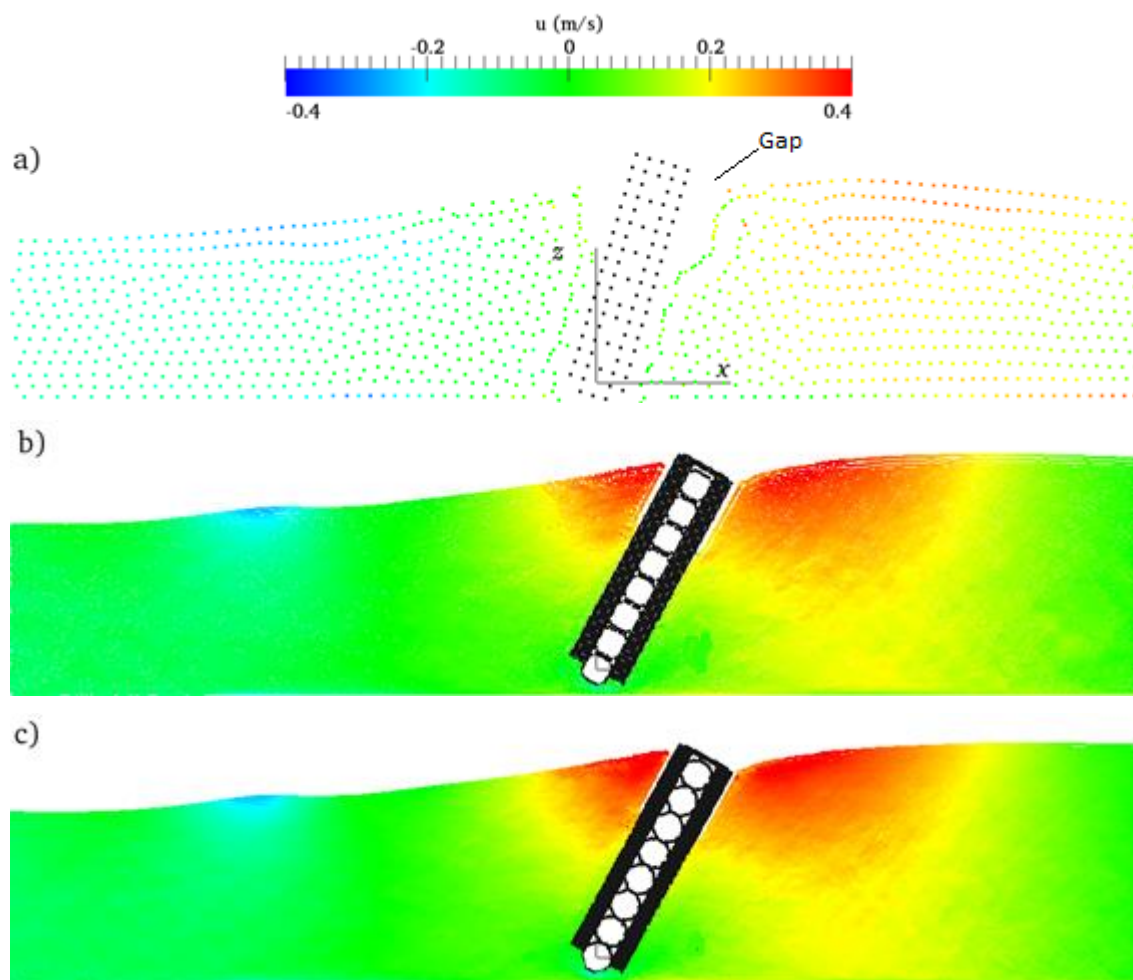


Figura 4.7 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 20$ s: a) $d_p = 0.05$ m; b) $d_p = 0.01$ m; c) $d_p = 0.0075$ m.

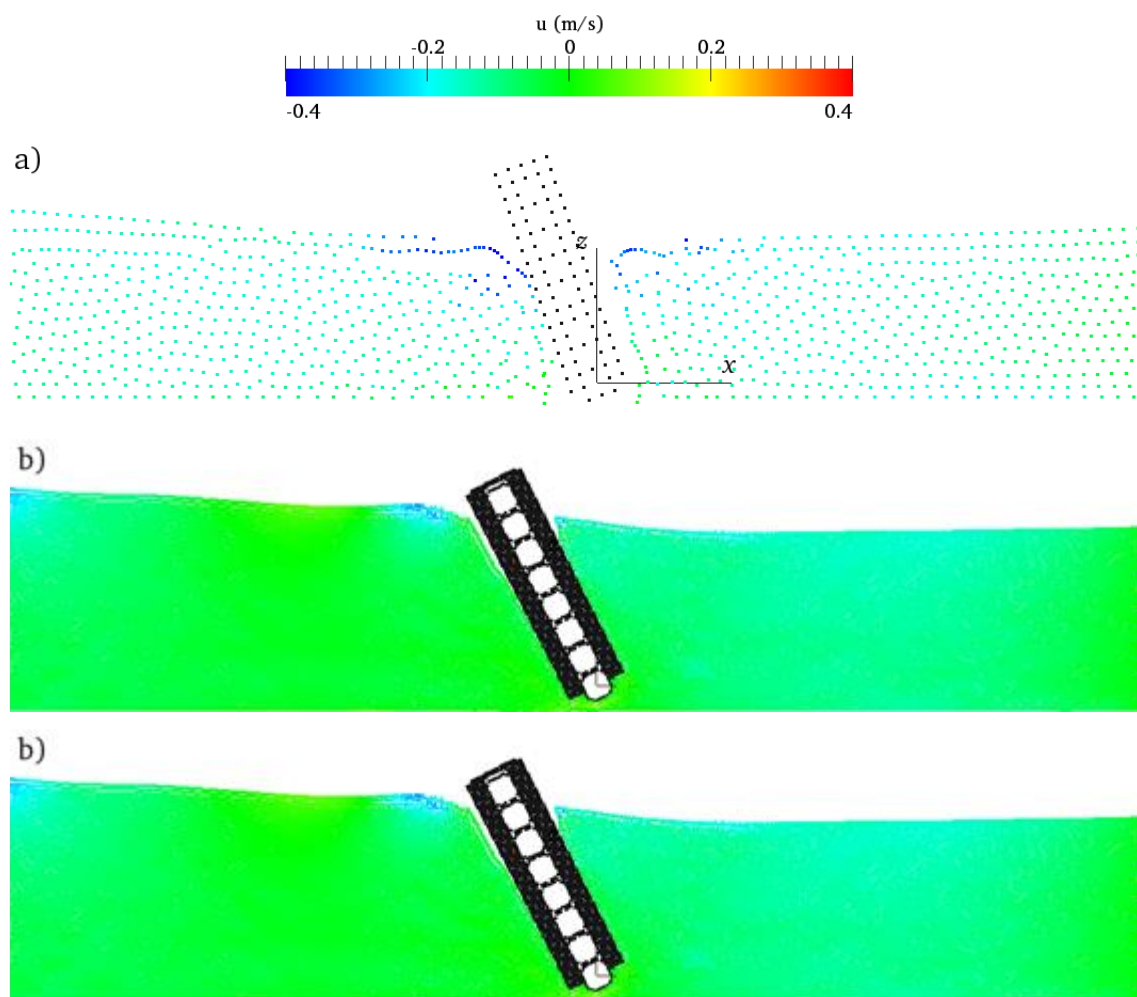


Figura 4.8 – Campos de velocidade da componente longitudinal u na proximidade da placa oscilante para $t = 40$ s: a) $d_p = 0.05$ m; b) $d_p = 0.01$ m; c) $d_p = 0.0075$ m.

Da análise das Figuras 4.6, 4.7, e 4.8 confirma-se que o valor de d_p tem uma grande influência no campo de velocidades na proximidade da placa oscilante e é perceptível que existe influência da discretização na dinâmica da placa oscilante. Para o mesmo instante de tempo a amplitude do movimento da placa oscilante é diferente para $d_p = 0.05$, 0.01 e 0.0075 m. Observa-se ainda que para $d_p = 0.05$ m, na zona de interação da onda com a placa oscilante existem falhas, ou seja, o fluido descola-se da superfície da placa oscilante na sua parte superior (Figuras 4.7a e 4.8a). Para $d_p = 0.01$ m e 0.0075 m praticamente não existe diferença na dinâmica da placa oscilante. Este resultado indica que $d_p = 0.01$ m pode ser adequado para este estudo. Portanto nos estudos posteriores serão usados $d_p = 0.01$ m.

4.1.2. Influência do coeficiente da viscosidade artificial

A utilização da equação da conservação da quantidade de movimento, Equação (3.6) obriga a utilização da viscosidade artificial como forma de dissipação de energia. Portanto, esta dissipação de energia pode ter um enorme efeito na propagação de ondas.

Para analisar a influência deste parâmetro nos resultados numéricos, variou-se o valor do coeficiente da viscosidade artificial, $\alpha = 0.005, 0.0075, 0.015, 0.02, 0.03$ e 0.05 para a geometria apresentada na Figura 4.1 e compararam-se os resultados obtidos.

Nas Figuras 4.9 e 4.10 apresentam-se, respetivamente a influência da viscosidade artificial na elevação da superfície livre nas sondas WP3 e WP4.

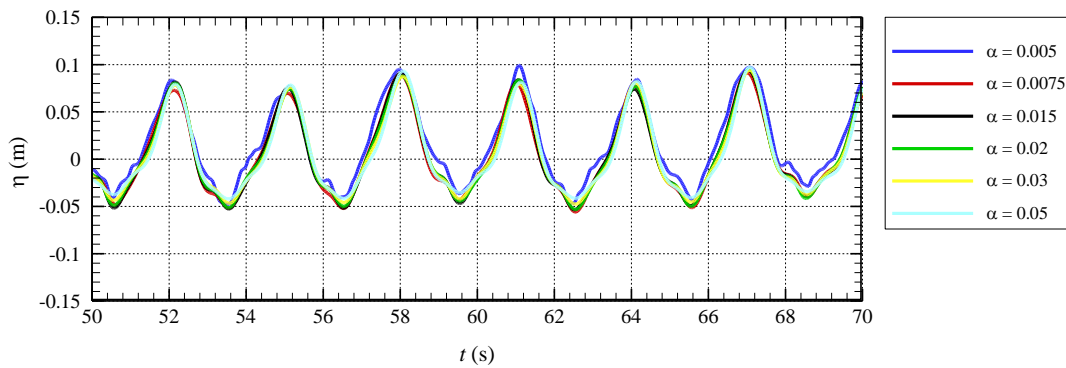


Figura 4.9 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na elevação da superfície livre na sonda WP3.

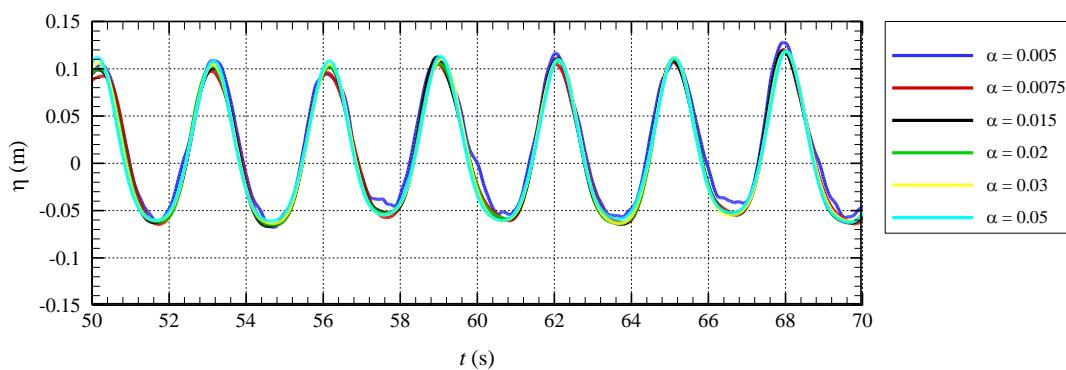


Figura 4.10 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na elevação da superfície livre na sonda WP4.

Nota-se que para os valores da viscosidade artificial próximos à 0.01, os resultados apresentam pequenas variações entre os ciclos. Analisando a série temporal para

$\alpha = 0.005$, verifica-se que a amplitude da elevação da superfície livre é maior que nos restantes casos. Isto pode ser justificado pelo facto da dissipação de energia neste caso ser bastante inferior aos restantes casos.

Nas Figuras 4.11 e 4.12 apresentam-se, respetivamente a influência do coeficiente da viscosidade artificial na rotação e na velocidade angular da placa oscilante.

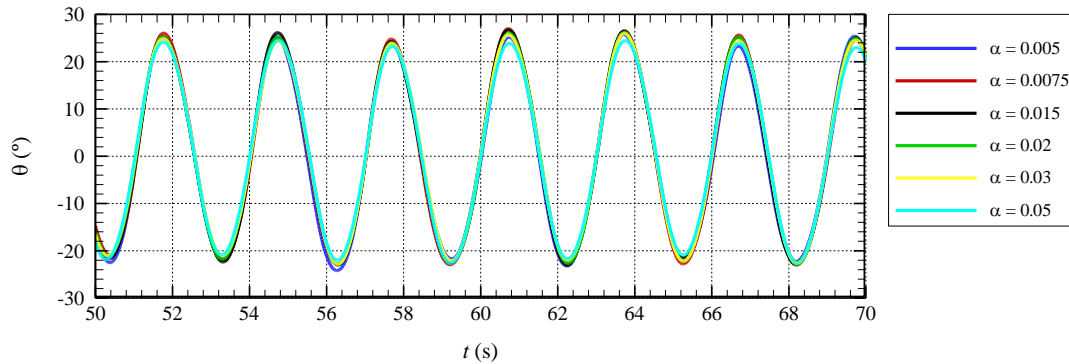


Figura 4.11 – Influência do coeficiente da viscosidade artificial na amplitude da rotação da placa oscilante.

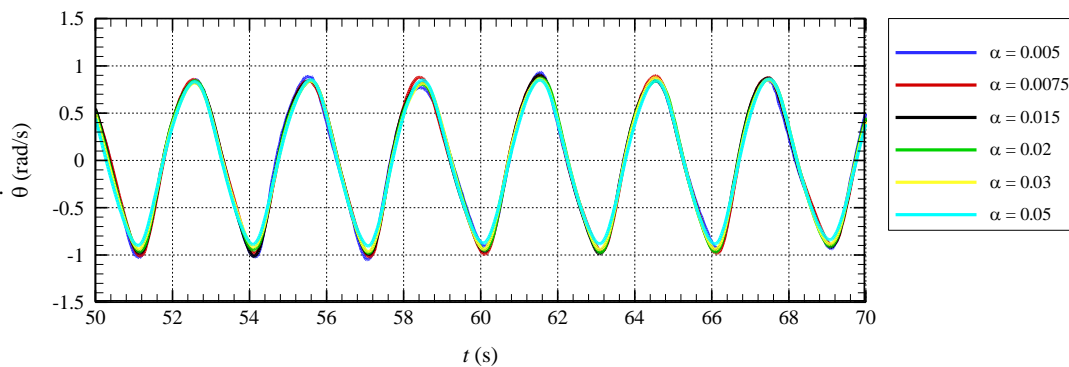


Figura 4.12 - Influência do coeficiente da viscosidade artificial na velocidade angular da placa oscilante.

Como pode ser observado na Figura 4.11 o coeficiente de viscosidade artificial tem uma pequena influência na dinâmica da placa oscilante quando comparada com a sua influência na elevação da superfície livre (Figura 4.10). O erro relativo entre a curva de maior valor do coeficiente da viscosidade artificial ($\alpha = 0.05$) e o de menor valor ($\alpha = 0.005$) é inferior à 5 %. A elevada inércia da placa oscilante torna-a menos sensível às variações do campo de velocidades pelo que a viscosidade artificial tem menor

influência na amplitude do movimento da placa oscilante do que na elevação da superfície livre.

Esta análise de sensibilidade permitiu concluir que $d_p = 0.01$ m e $\alpha = 0.01$ garantem tempo de calculo razoável e boa precisão dos resultados.

4.2. Teste ao modelo numérico

4.2.1. Geração e propagação de ondas

Neste teste comparam-se os resultados numéricos da propagação da onda com os obtidos a partir das equações de Stokes de 2ª ordem apresentados no Capítulo 2 ($1/20 \leq H/L \leq 1/2$). A elevação da superfície livre e as componentes de velocidade u_x e u_z são dados pelas Equações (2.15), (2.16) e (2.17), respetivamente. Na Figura 4.13 compara-se os resultados numéricos e teóricos da elevação da superfície livre.

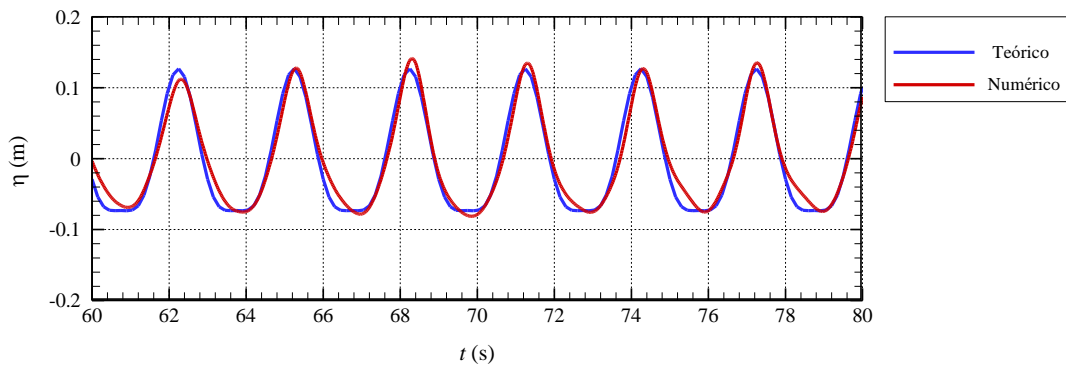


Figura 4.13 - Comparação entre os resultados numéricos e teóricos da elevação da superfície livre.

Nas Figuras 4.14 e 4.15 comparam-se as séries temporais de u_x e u_z numéricos com obtidas a partir da teoria de 2ª ordem de Stokes, respetivamente.

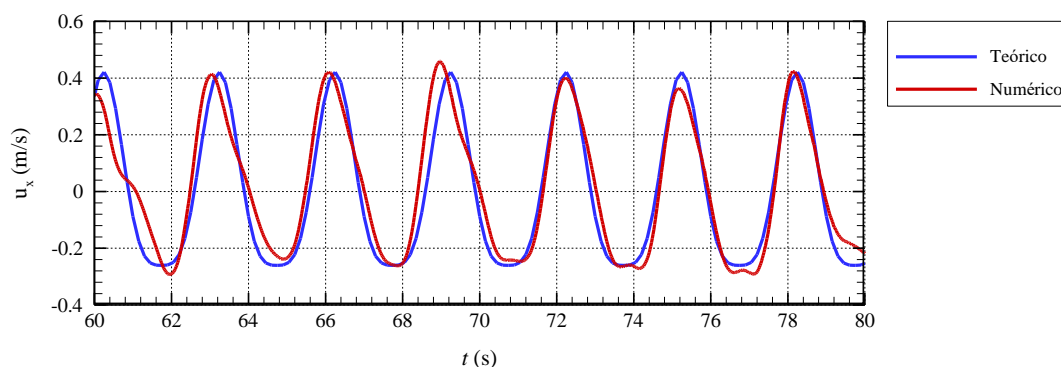


Figura 4.14 - Comparação dos resultados teórico e numérico da componente longitudinal de velocidade.

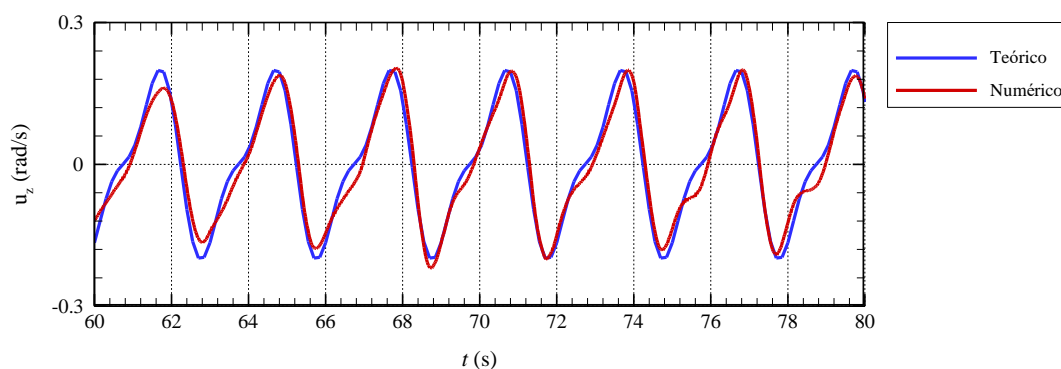


Figura 4.15 - Comparação dos resultados teórico e numérico da componente vertical de velocidade.

De uma forma geral, verificam-se nas Figuras 4.13, 4.14 e 4.15 que os resultados numéricos apresentam boa concordância com os resultados teóricos. A forma e o campo de velocidade das ondas em profundidade finita são coerentes com a teoria de Stokes de 2ª ordem o que indica que o modelo numérico é capaz de incluir o efeito do fundo do canal.

4.2.2. Hidrodinâmica do OWSC

4.2.2.1. Caso de estudo Schmitt et al. (2016)

Nesta secção simula-se numericamente os ensaios experimentais realizados por Schmitt et al. (2016). Estes resultados foram obtidos com o modelo físico designado de Oyster. Neste estudo foi utilizado um modelo de OWSC à escala 1:40 (Figura 4.16). Este

dispositivo é composto essencialmente por três componentes: estrutura de suporte, articulação junto ao fundo do canal e a placa oscilante. A placa oscilante tem massa $M = 10.77$ kg, momento de inércia $I = 10.77$ kg m² e 0.1 m de espessura, 0.65 m de largura e 0.341 m de altura. Na Tabela 4.3, apresentam-se as condições de agitação utilizadas neste caso de estudo. A profundidade de água em repouso na zona do OWSC é 0.335 m.

Tabela 4.3 - Condições de agitação no caso de estudo do Schmitt et al. (2016)

H	0.038 m
T	2.0 s
d	0.691 m

O fundo do canal é feito de betão com três zonas com fundo horizontal ligados por trechos de declive 11.5% e 5.6%. O OWSC encontra-se posicionado à 12.22 m do batedor e 0.476 m acima do fundo do canal na zona do batedor (Figura 4.16).

Na Figura 4.16 apresenta-se o esquema da vista lateral do canal, as características geométricas e o posicionamento do OWSC.

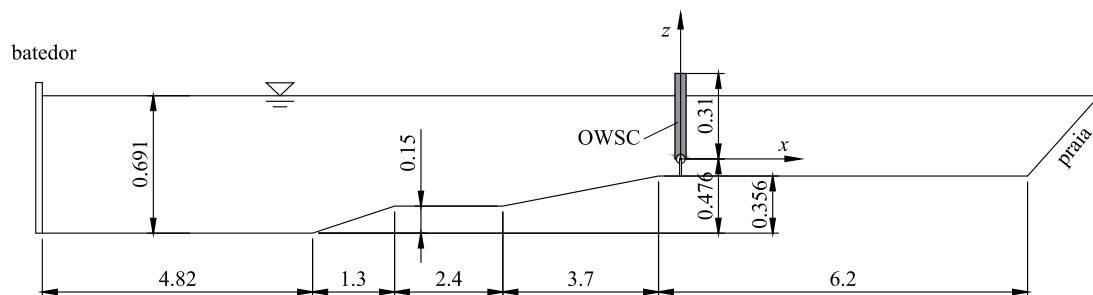


Figura 4.16 - Esquema da vista lateral do canal (adaptado de Schmitt et al., 2016).

Nas Figuras 4.17 e 4.18 comparam-se as séries temporais da elevação da superfície livre e da aceleração tangencial, a_t , da placa oscilante, respetivamente.

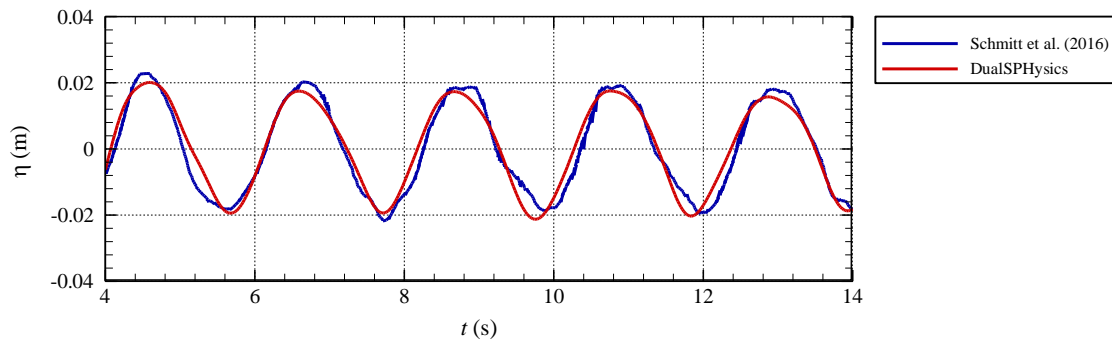


Figura 4.17 - Comparação dos resultados numéricos com dados experimentais da elevação da superfície livre de Schmitt et al. (2016).

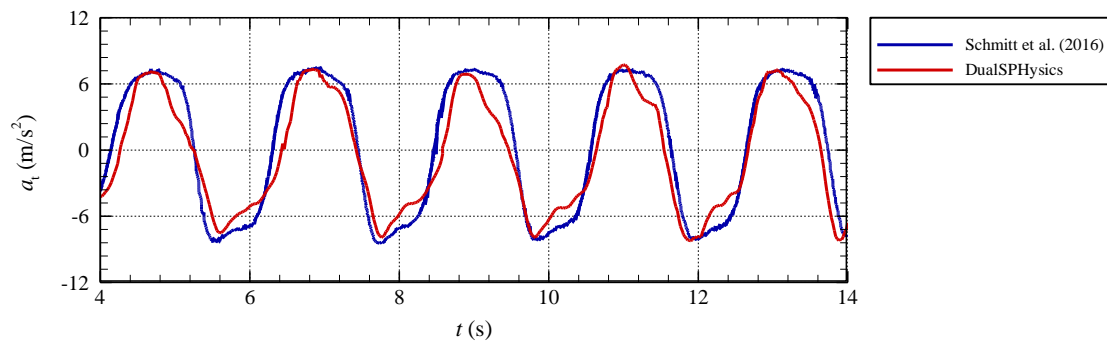


Figura 4.18 - Comparação dos resultados numéricos com dados experimentais da aceleração da placa oscilante de Schmitt et al. (2016).

Da análise da Figura 4.17 constata-se que existe uma pequena diferença entre os resultados numéricos e os dados experimentais, com um erro relativo inferior à 7%. A elevação da superfície livre obtida numericamente é ligeiramente inferior à obtida experimentalmente (Figura 4.17). A diferença entre a forma da elevação da superfície livre é mais notória nas cavas e nas cristas da onda. Este resultado indica que pode existir nos resultados experimentais a sobreposição de ondas de maior frequência com a onda na frequência fundamental o que não acontece nos resultados numéricos. No que diz respeito à aceleração da placa oscilante (Figura 4.18) observa-se que nas simulações numéricas a placa é mais sensível às variações no campo de velocidades. Na verdade o modelo físico tem atritos entre as componentes que não são simulados numericamente. Acresce ainda o facto do estudo experimental apresentar acelerações normais no veio da placa oscilante.

4.2.2.2. Caso de estudo Brito et al. (2017)

Nesta secção apresenta-se a validação do modelo numérico usando os dados dos ensaios em modelo físico realizados por Brito et al. (2017). Os ensaios foram realizados num canal horizontal com aproximadamente 60 m de comprimento e secção transversal retangular com 1.5 m de largura e 1.8 m de altura (Figura 4.19). Este canal encontra-se equipado com um batedor do tipo pistão. Este batedor foi controlado pelo programa AwaSys 6 (Frigaard e Andersen, 2014).

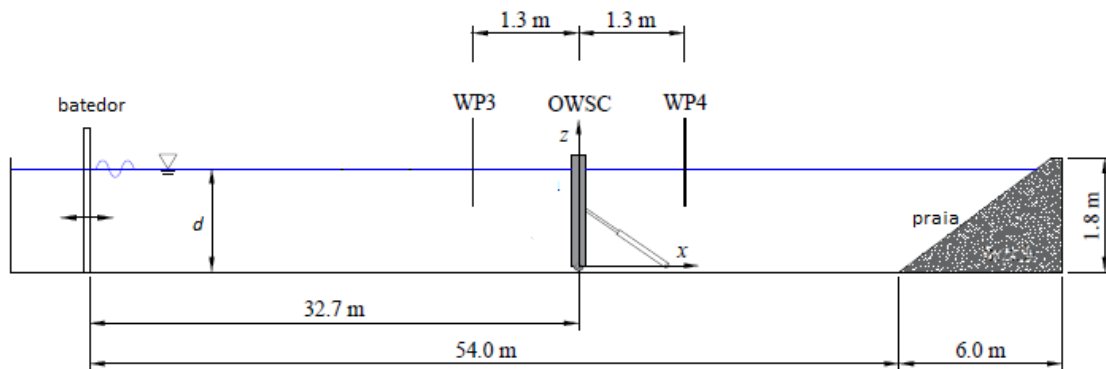


Figura 4.19 - Representação esquemática da instalação experimental apresentado em Brito et al. (2017).

O modelo do OWSC usado é basicamente composto por uma placa oscilante e um sistema PTO à escala 1:10. A geometria da placa oscilante assemelha-se à uma caixa retangular com 1.31 m de largura, 0.84 m de altura e 0.17 m de espessura (Figura 4.20). A estrutura é construída em aço inoxidável e é composto por tubos PVC. O eixo de rotação da placa oscilante encontra-se instalado à 32.7 m do batedor. A massa da placa oscilante é de $M = 72.3 \text{ Kg}$, o centro de massa encontra-se localizado na posição $x = 0$, $y = 0$ e $z = 0.33 \text{ m}$ e o momento de inércia relativamente ao eixo rotação é $I = 14.76 \text{ Kg. m}^2$.

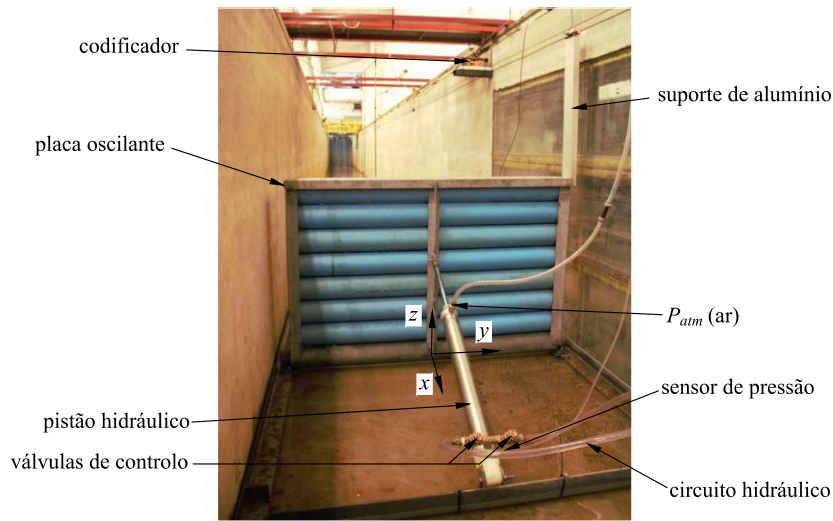


Figura 4.20 - Geometria do OWSC usado por Brito et al. (2017).

O sistema PTO usado consiste num pistão e num circuito hidráulico pressurizado. Este PTO é composto essencialmente por um cilindro hidráulico, válvulas de controle, válvulas globo, circuito hidráulico e reservatório (Brito et al., 2017). O pistão está ligado à placa oscilante em $z = 0.47$ m e $x = 0.09$ m e o corpo do cilindro encontra-se ligado ao fundo do canal em $z = 0.1$ m e $x = 1.04$ m.

Para medir as ondas incidentes e refletidas, foram colocadas uma sonda de ondas (WP3) a montante do OWSC e uma sonda (WP4) a jusante do OWSC. O WP3 encontrava-se posicionado em $x = -1.3$ m e o WP4 encontrava-se posicionado em $x = 1.3$ m (Figura 4.19).

Nas Figuras 4.21, 4.22 e 4.23 apresentam-se, respetivamente, os resultados de η , θ , e $\dot{\theta}$ da placa oscilante. Nestas figuras resultados numéricos são comparados com os dados experimentais obtidos por Brito et al. (2017).

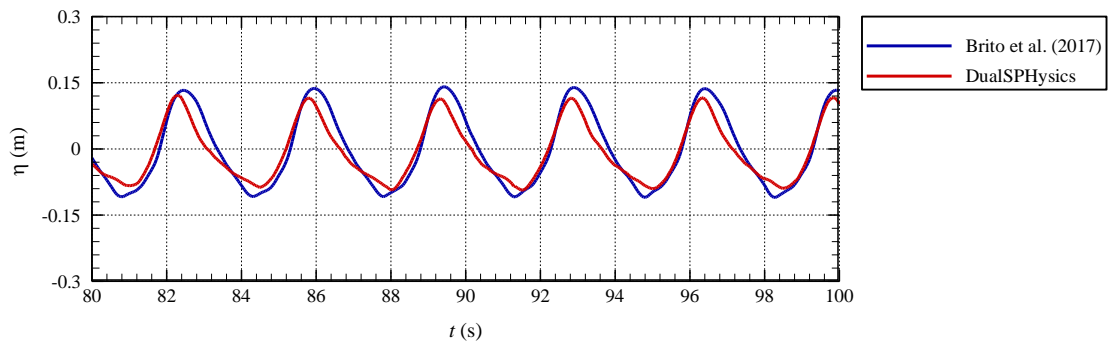


Figura 4.21 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da elevação da superfície livre apresentados em Brito et al. (2017).

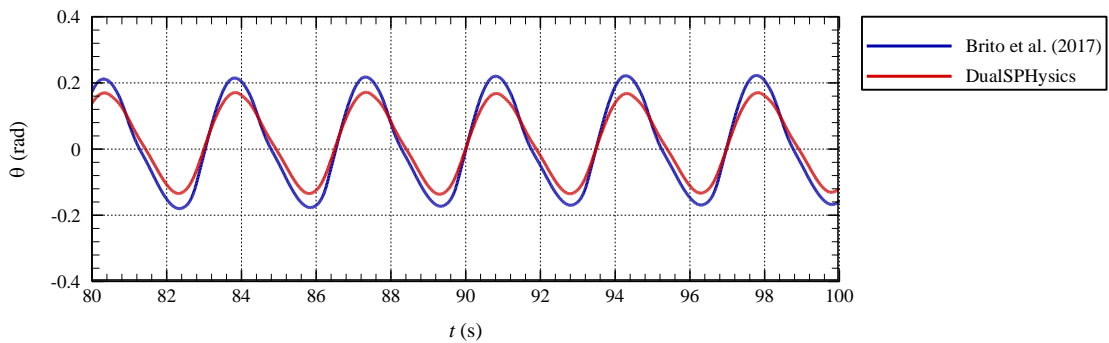


Figura 4.22 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da rotação da placa oscilante apresentados em Brito et al. (2017).

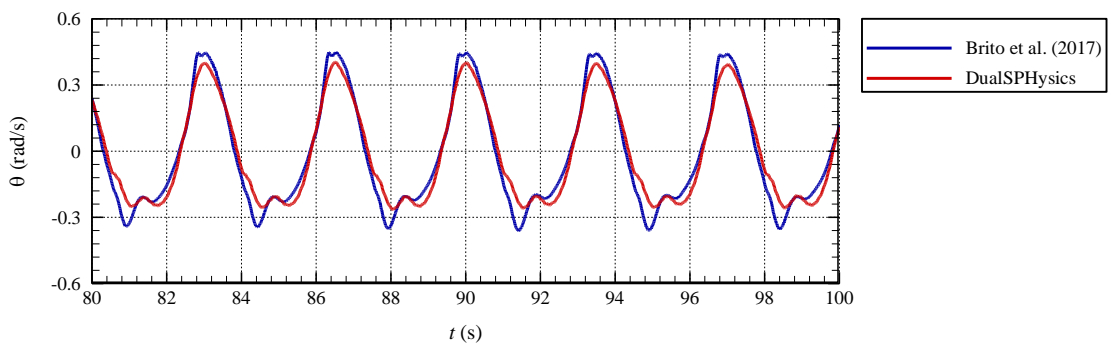


Figura 4.23 - Comparação dos resultados numéricos e dados experimentais da velocidade angular da placa oscilante apresentados em Brito et al. (2017).

Da análise das Figuras 4.21, 4.22 e 4.23, observa-se que existe uma pequena diferença entre os resultados numéricos e experimentais. No caso da Figura 4.21, constata-se que os resultados numéricos e os dados experimentais não são totalmente similares. Esta pequena diferença é provocada pela dissipação de energia no modelo numérico gerada

pelo parâmetro da viscosidade artificial na equação da conservação da quantidade de movimento, Equação (3.6). Esta subestimação provoca menor rotação e velocidade angular da placa oscilante. O erro relativo entre o resultado numérico e os dados experimentais, é de aproximadamente 8%. No entanto, do ponto de vista da engenharia considera-se que estes resultados são suficientes para o estudo de interações onda-placa oscilante-PTO.

De uma forma geral, conclui-se que o modelo numérico apresentado no Capítulo 3 é capaz de simular numericamente os OWSCs.

5. Análise da influência do PTO

Neste capítulo estuda-se a influência das características dissipativas de um PTO não-linear na hidrodinâmica do OWSC. As características das ondas incidentes e as geometrias utilizadas no modelo numérico são semelhantes às usadas no capítulo anterior.

5.1. Influência das características dissipativas do PTO

Neste estudo considera-se que o momento resistente do PTO é dado por $T_{PTO} = \delta\theta + \beta\dot{\theta}^2$, onde δ e β são os coeficientes de rigidez e de amortecimento do PTO, respetivamente.

5.1.1. Influência do coeficiente de rigidez (δ)

Nas Figuras 5.1, 5.2 e 5.3 apresentam-se o efeito do coeficiente de rigidez do PTO na rotação da placa oscilante, na velocidade angular da placa oscilante e na potência absorvida, Pot . Estes resultados foram obtidos para $\delta = 0, 500, 750, 1000$ e 1500 N m e $\beta = 0$ N m s. A potência absorvida é calculada da seguinte forma:

$$Pot = |T_{PTO} \times \dot{\theta}| \quad (5.1)$$

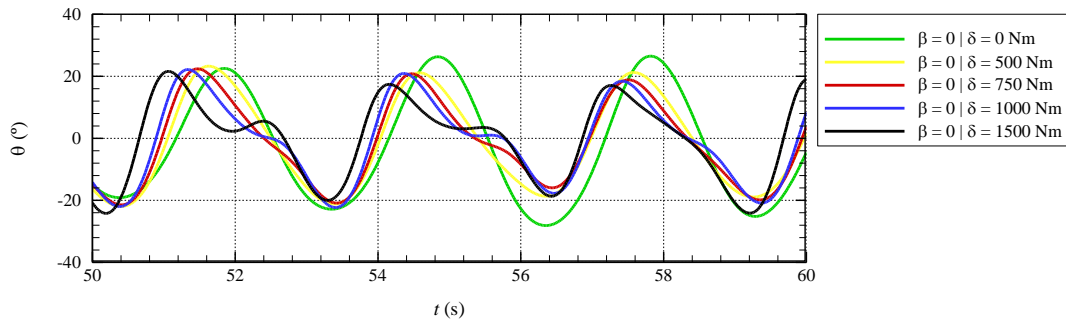


Figura 5.1 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na rotação da placa oscilante.

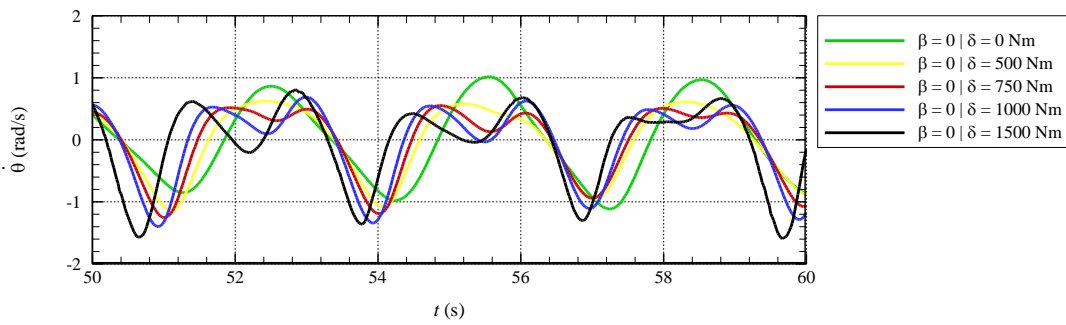


Figura 5.2 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na velocidade angular da placa oscilante.

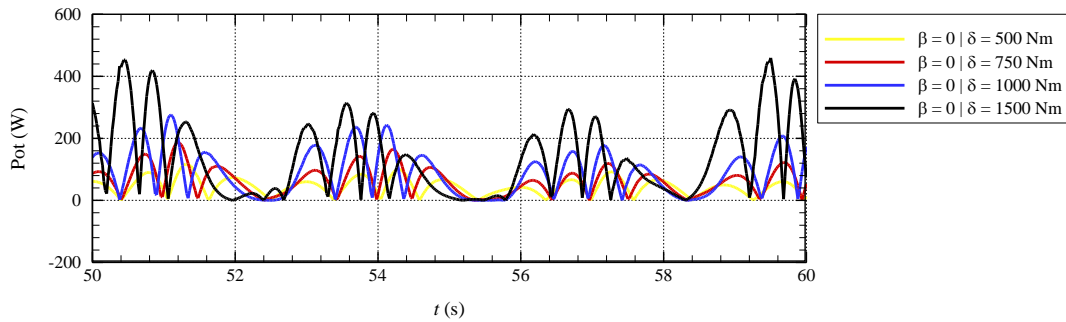


Figura 5.3 - Influência do coeficiente de rigidez do PTO na potência extraída.

Na Figura 5.1 observa-se que o aumento do coeficiente de rigidez tem uma influência importante na dinâmica da placa oscilante. De forma sistemática verifica-se que a amplitude de rotação da placa oscilante diminui com o aumento do coeficiente de rigidez. Como a energia absorvida pelo PTO para $\delta \neq 0$ não está em fase com a onda, a variação do coeficiente de rigidez do sistema PTO tem uma grande influência na dinâmica da placa oscilante e na potência absorvida.

Na Figura 5.4 apresenta-se a variação da potência média extraída em função de δ .

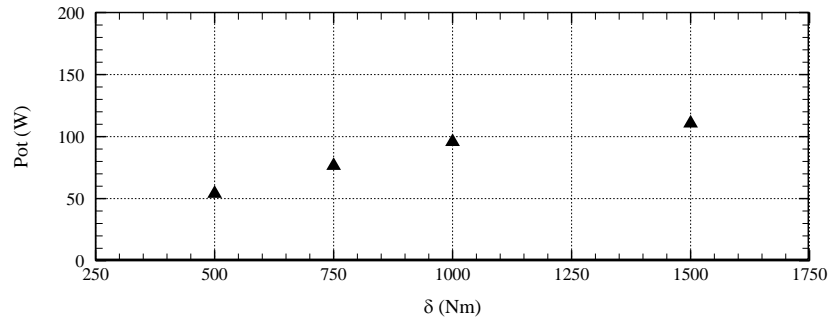


Figura 5.4 - Variação da potência média extraída em função de δ .

Nas Figuras 5.5, 5.6 e 5.7 apresentam-se, o efeito do coeficiente de amortecimento do PTO na rotação da placa oscilante, na velocidade angular da placa oscilante e na potência absorvida, respetivamente. Estes resultados foram obtidos para $\beta = 0, 150, 250, 300$ e 500 Nms^2 e $\delta = 0 \text{ N m}$.

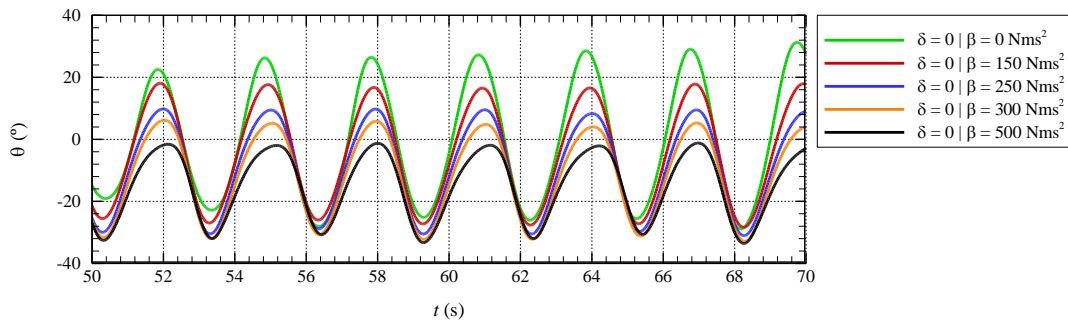


Figura 5.5 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na rotação da placa oscilante.

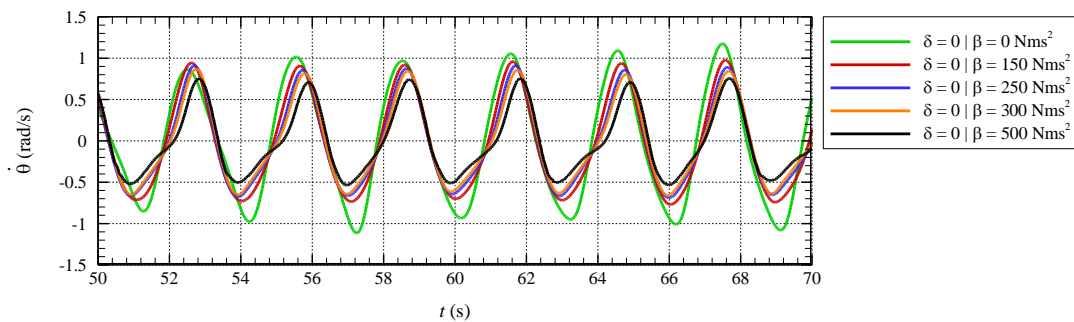


Figura 5.6 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na velocidade angular da placa oscilante.

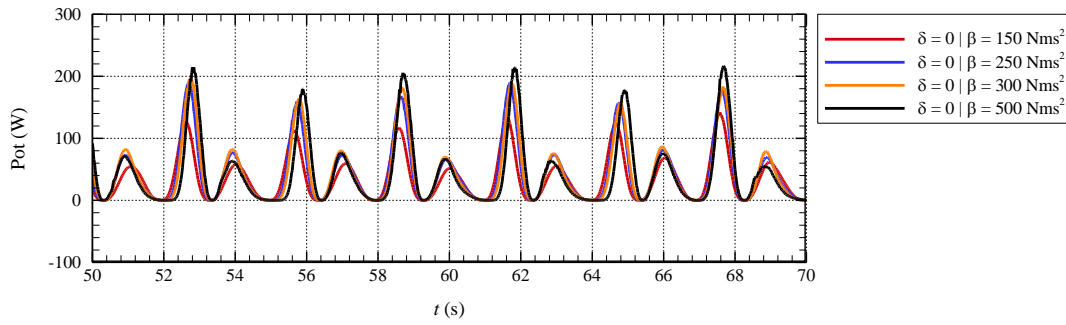


Figura 5.7 - Influência do coeficiente de amortecimento do PTO na potência extraída.

Observa-se na Figura 5.3 que o aumento do coeficiente de amortecimento provoca uma redução significativa da amplitude da rotação da placa oscilante. No entanto, esta redução da amplitude da rotação não tem grande influência na amplitude da velocidade angular e na potência absorvida, como se pode observar na Figura 5.8.

Na Figura 5.8 apresenta-se a potência média extraída em função de β .

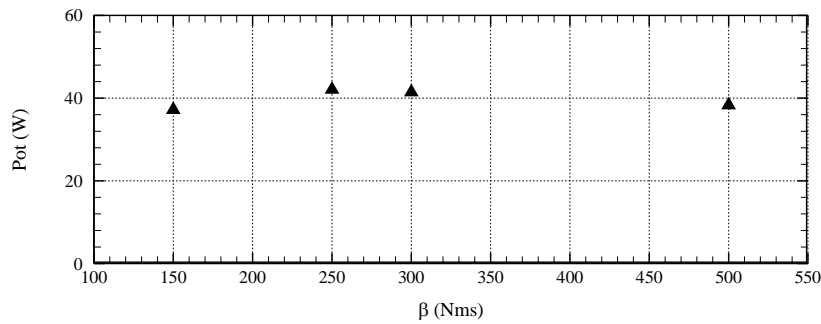


Figura 5.8 - Variação da potência média extraída em função de β .

Da observação da Figura 5.8 verifica-se que efetivamente o coeficiente de amortecimento do sistema PTO tem pequena influência na quantidade de energia extraída. Comparando as Figuras 5.4 e 5.8 é possível verificar que existe fenómenos não-lineares na potência média absorvida, mesmo tendo em consideração que se assumiu que o sistema PTO tem apenas uma componente não-linear.

5.2. Análise do campo de velocidade

Nas Figuras 5.9, 5.10, 5.11, e 5.12 apresentam-se os campos de velocidades da componente longitudinal, u , na proximidade da placa oscilante para o instante $t = 20, 25, 30$ e 50 s.

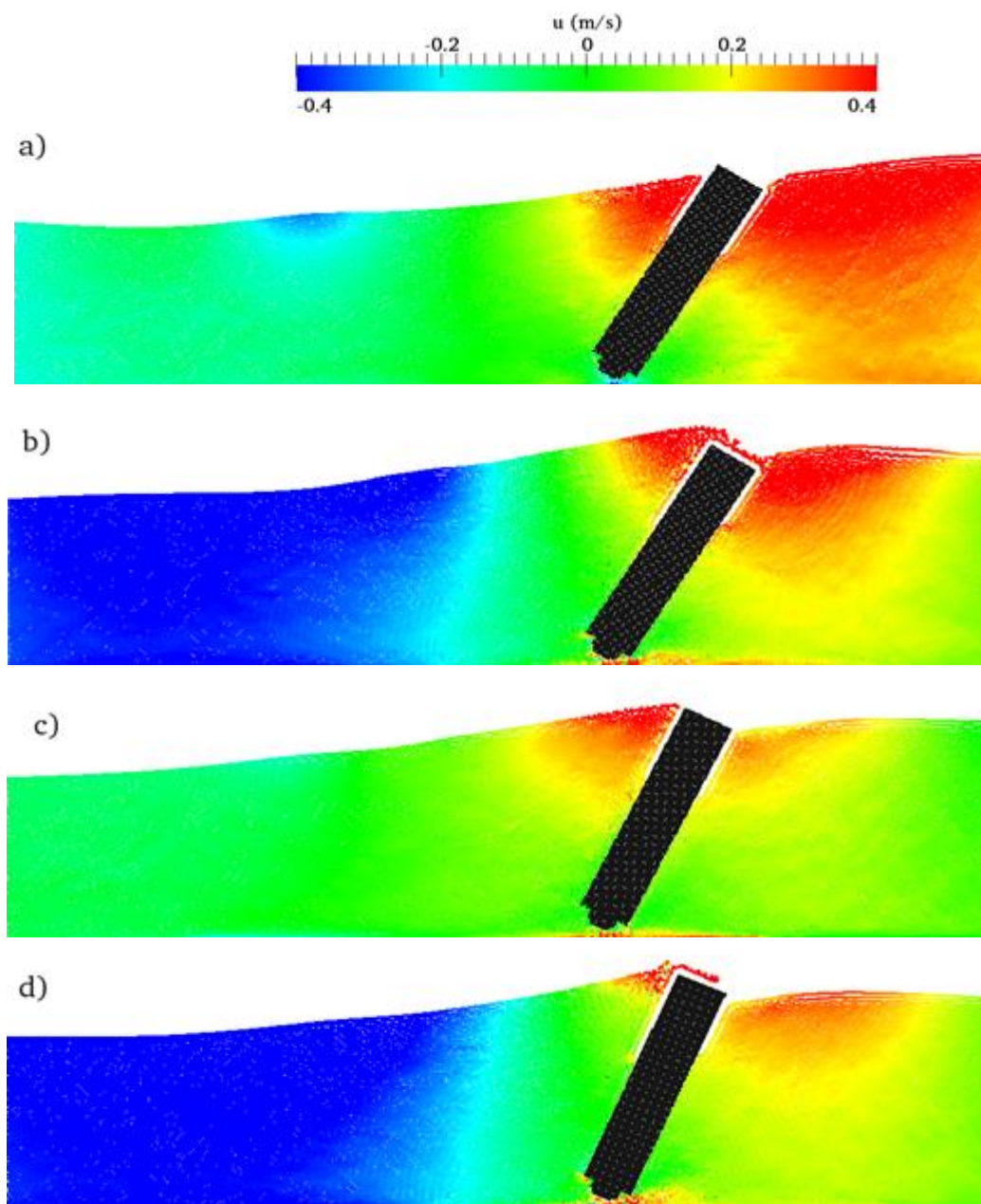


Figura 5.9 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 20$ s: a) $\delta = 0$ Nm e $\beta = 0$ Nms²; b) $\delta = 0$ Nm e $\beta = 500$ Nms²; c) $\delta = 500$ Nm e $\beta = 0$ Nms²; d) $\delta = 500$ Nm e $\beta = 500$ Nms².

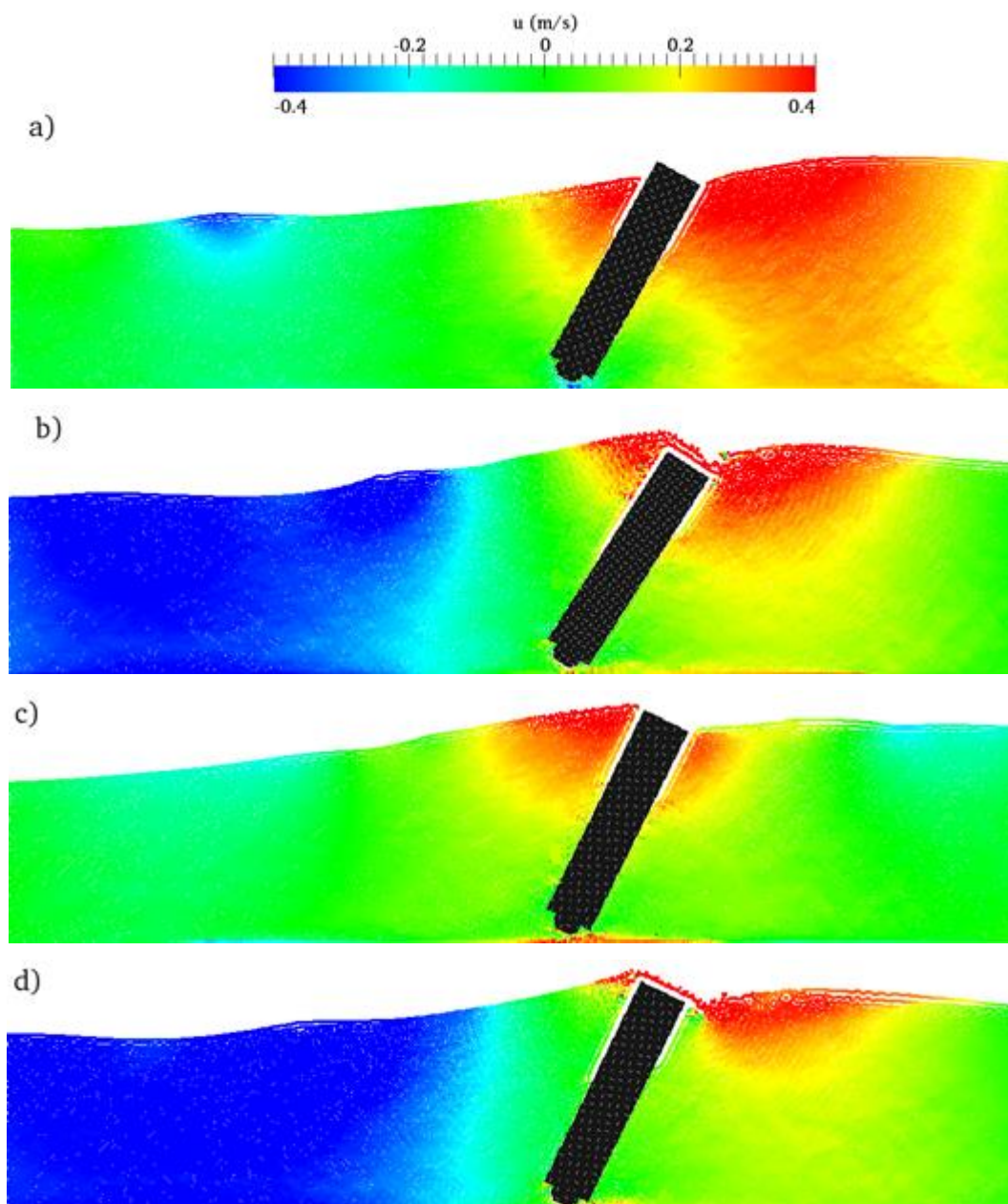


Figura 5.10 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 25$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms²; b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms²; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms²; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms².

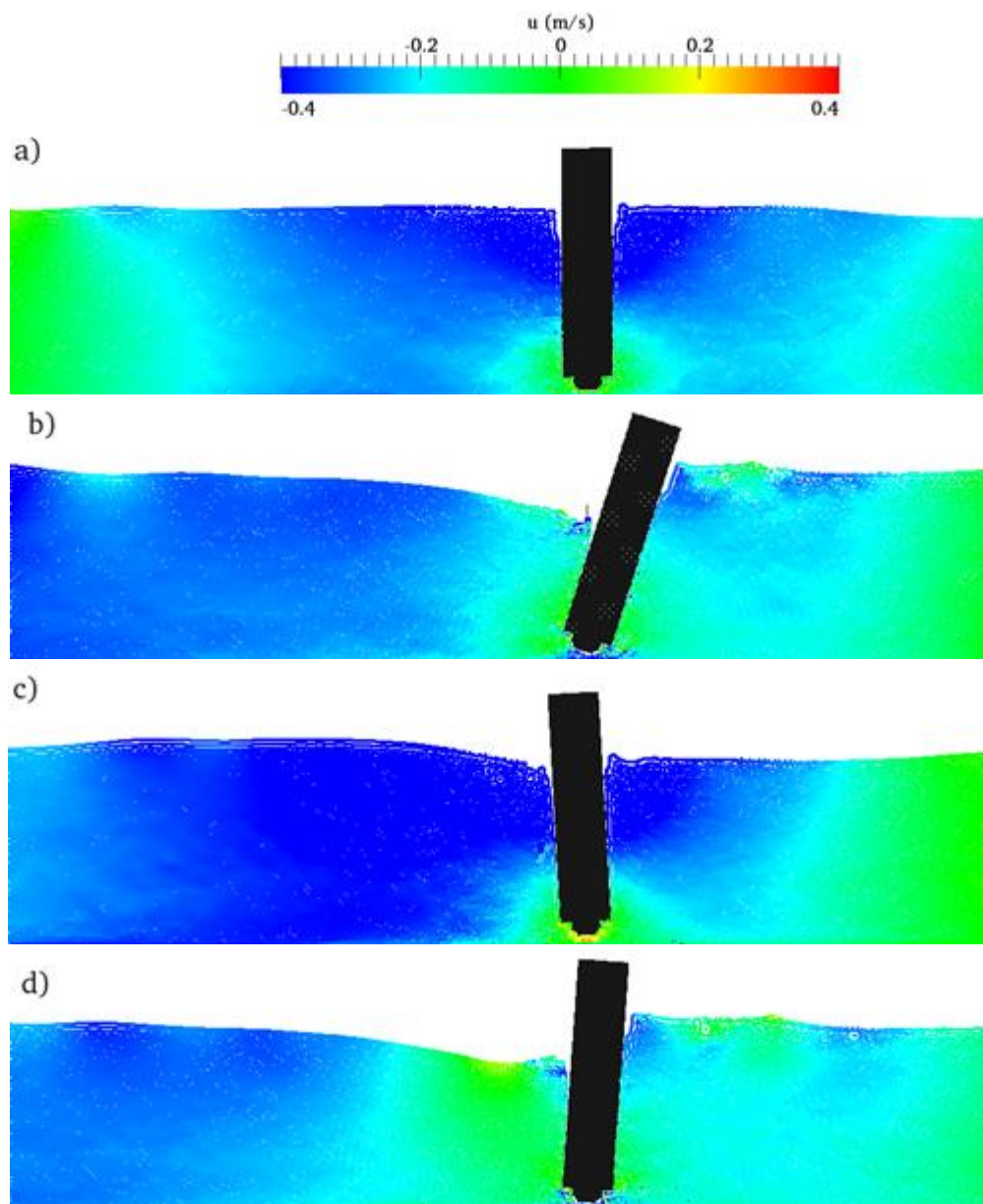


Figura 5.11 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 30$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms²; b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms²; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms²; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms².

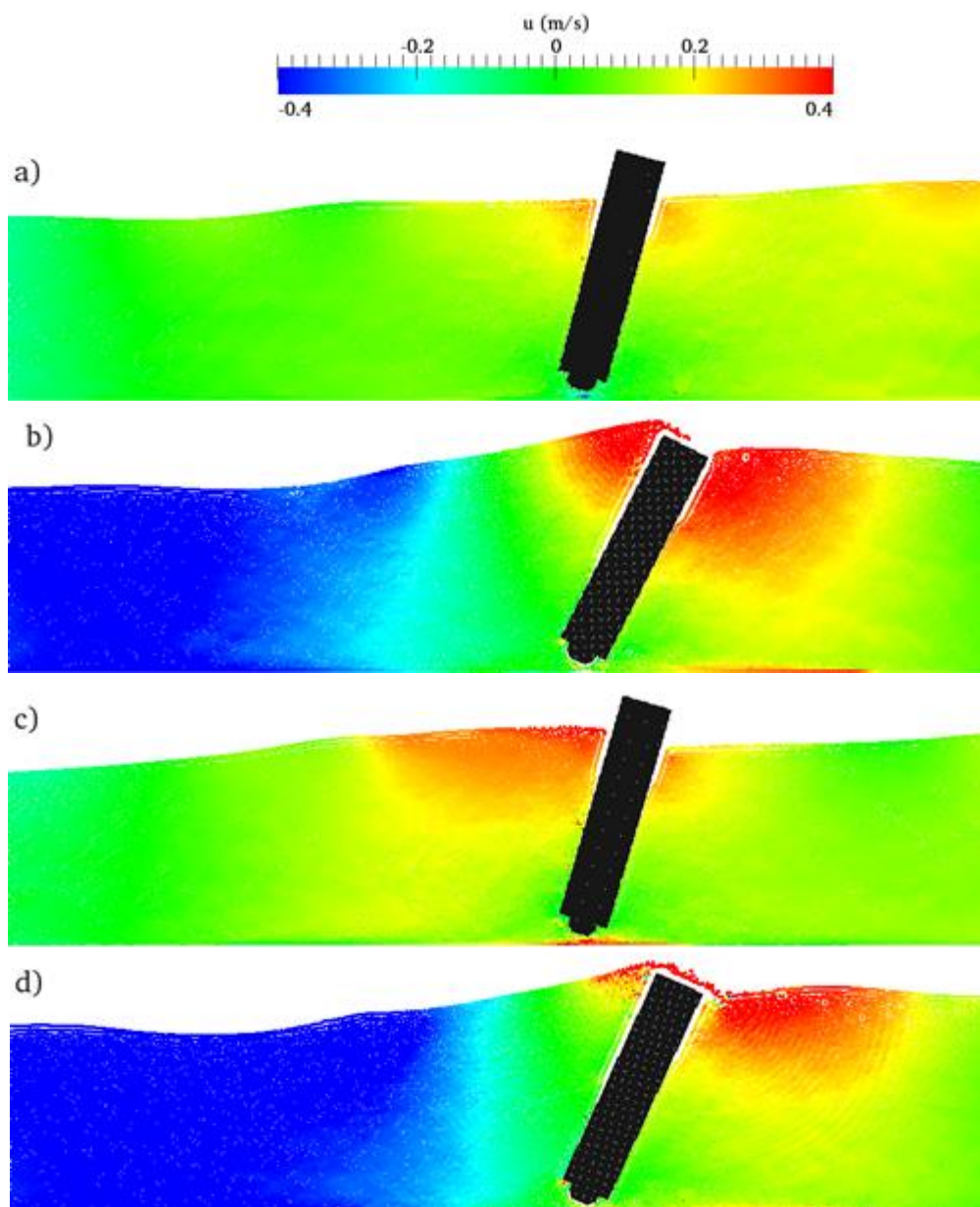


Figura 5.12 - Campo de velocidades da componente longitudinal na proximidade da placa oscilante para $t = 50$ s: a) $\delta=0$ Nm e $\beta=0$ Nms² b) $\delta=0$ Nm e $\beta=500$ Nms²; c) $\delta=500$ Nm e $\beta=0$ Nms²; d) $\delta=500$ Nm e $\beta=500$ Nms².

De uma forma geral nota-se que os campos de velocidade apresentam efeitos não lineares, com importantes gradientes de velocidade na direção vertical e longitudinal. Estes gradientes são fortemente dependentes da posição angular da placa oscilante e das características dissipativas do PTO.

Do anteriormente exposto pode concluir-se que, os modelos lineares habitualmente utilizados no projeto de OWSCs podem não ser adequados para a caracterização hidrodinâmica dos OWSCs, confirmando a necessidade de simulação não-lineares como apresentados neste trabalho.



6. Conclusões

Neste capítulo apresenta-se as principais conclusões do trabalho realizado e as sugestões para desenvolvimento de trabalhos futuros.

6.1. Conclusões e trabalhos futuros

A presente dissertação permitiu estudar, analisar e demonstrar a aplicabilidade do código DualSPHysics na simulação de dispositivos de aproveitamento de energia das ondas. O modelo numérico usado baseia-se na implementação da biblioteca do Project Chrono no código DualSPHysics, onde o DualSPHysics resolve a interação onda-WEC e o Project Chrono resolve a interação WEC-PTO.

Este estudo iniciou-se com a escolha dos parâmetros numéricos que garantiam a independência dos resultados. Seguidamente realizou-se a validação do modelo numérico tendo em conta o acoplamento do código DualSPHysics e da biblioteca do Project Chrono.

A verificação da independência dos resultados foi realizada através de uma análise de sensibilidade. Nesta análise verificou-se a influência do número de partículas do domínio computacional na elevação da superfície livre, na rotação e na velocidade angular da placa oscilante. Observou-se que a escolha de uma resolução muito grosseira apresentava maior divergência nos resultados numéricos. No entanto para uma resolução mais fina as

simulações demonstraram uma convergência sistemática dos resultados. A escolha da distância inicial entre partículas de 0.01 m revelou-se suficiente para o estudo da interação onda-OWSC.

Posteriormente analisou-se a influência da viscosidade artificial e verificou-se que a viscosidade artificial tem pequena influência nos resultados, principalmente quando o valor é inferior ao 0.01.

A validação do modelo numérico foi feita através da comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais realizados por Schmitt et al. (2016) e Brito et al. (2017). Nos dois casos os resultados obtidos numericamente apresentam boa concordância com os dados experimentais.

Validado o modelo numérico analisou-se a influência das características dissipativas de um PTO não-linear. Verificou-se que os coeficientes de rigidez e amortecimento têm uma grande influência na dinâmica da placa oscilante e consequentemente na potência extraída.

A análise dos campos de velocidades da componente longitudinal na zona adjacente à placa oscilante permitiu observar efeitos não-lineares no escoamento. Portanto, os modelos lineares até agora utilizados no projeto deste tipo de dispositivos podem não ser adequados para a caracterização hidrodinâmica dos OWSCs, confirmando a utilidade do código DualSPHysics. O modelo numérico demonstrou ser uma ferramenta útil no apoio a projeto de WECs.

De modo a dar continuidade a este trabalho diversas sugestões podem ser ponderadas. Um dos trabalhos numéricos que pode ser interessante é analisar a influência da largura do canal na dinâmica do OWSC. Também pode-se estudar a forma e geometria do próprio dispositivo de forma a otimizar a potência extraída.



7. Bibliografia

- Altomare, C., Crespo A.J.C., Domínguez J. M., Gómez-Gesteira M., Suzuki T., e Verwaest T. 2015. «Applicability of Smoothed Particle Hydrodynamics for estimation of sea wave impact on coastal structures». *Coastal Engineering* 96:1–12.
- Bhinder, M. A., Babarit A., Gentaz L., e Ferrant P. 2012. «Effect of Viscous Forces On the Performance of a Surging Wave Energy Converter». Em *ISOPE-I-12-194*. ISOPE: International Society of Offshore and Polar Engineers.
- Brito, M., Ferreira R.M. L., Canelas R., e Neves M. G. 2016. «Publication (PDF): Coupling between DualSPHysics and Chrono-Engine: towards large scale HPC multiphysics simulations». ResearchGate. 2016. https://www.researchgate.net/publication/315665240_Coupling_between_DualSPHysics_and_Chrono-Engine_towards_large_scale_HPC_multiphysics_simulations.
- Brito, M., Ferreira R M. L., Teixeira L., e Neves M. G. 2017. «Experimental study of the flow characteristics around an oscillating wave surge converter».
- Cameron, L., Doherty R., Henry A., e Whittaker T. 2010. «Design of the Next Generation of the Oyster Wave Energy Converter».
- Canelas, R., Domínguez J. M., Crespo A. J. C., Gómez-Gesteira M., e Ferreira R. M. L. 2017. «Resolved Simulation of a Granular-Fluid Flow with a Coupled SPH-DCDEM Model». *Journal of Hydraulic Engineering* 143 (9):06017012. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001331](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001331).
- Canelas, R., Crespo A J.C., Domínguez J. M, Ferreira R.M.L., e Gómez-Gesteira M. 2016 «SPH–DCDEM Model for Arbitrary Geometries in Free Surface Solid–fluid Flows». *Computer Physics Communications* 202 (Maio):131–40. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.01.006>.

- Carmo, J. S. A. 2016. *Processos físicos e modelos computacionais em engenharia costeira*. 1.^a ed. Imprensa da Universidade de Coimbra. <https://doi.org/10.14195/978-989-26-1153-2>.
- Centre for Renewable Energy Sources. 2006. *Ocean Energy Conversion in Europe*.
- Clément, A., Pat McCullen, Falcão A., Fiorentino A., Gardner F., Hammarlund K., Lemonis G., et al. 2002. «Wave energy in Europe: current status and perspectives». *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 6 (5):405–31.
- Crespo, A. J. C., Domínguez J. M., Rogers B. D., Gómez-Gesteira M., Longshaw S., Canelas R., Vacondio R., Barreiro A., e García-Feal O. 2015. «DualSPHysics: Open-source parallel CFD solver based on Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)». *Computer Physics Communications* 187 (Fevereiro):204–16. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.10.004>.
- Cruz, J., e Sarmiento A. 2004. *Energia das Ondas: Introdução aos Aspectos Tecnológicos, Económicos e Ambientais*. Instituto do Ambiente.
- Didier, E., e Neves M. G. 2010. «Modelação da Interacção entre uma Onda e uma Estrutura de Protecção Costeira usando um Modelo Numérico SPH - Smoothed Particles Hydrodynamics». *Revista de Gestão Costeira Integrada* 10 (4):435–55. <https://doi.org/10.5894/rgci211>.
- Drew, B., Plummer A R, e Sahinkaya m N. 2009. «A Review of Wave Energy Converter Technology». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 223 (8):887–902. <https://doi.org/10.1243/09576509JPE782>.
- Falcão, António F. de O. 2008. «Phase Control through Load Control of Oscillating-Body Wave Energy Converters with Hydraulic PTO System». *Ocean Engineering* 35 (3–4):358–66. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2007.10.005>.
- Falcão, António F. de O. 2010. «Wave energy utilization: A review of the technologies». *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 14 (3):899–918. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2009.11.003>.
- Folley, M., e Whittaker T. J. T. 2009. «Analysis of the nearshore wave energy resource». *Renewable Energy* 34 (7):1709–15. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2009.01.003>.
- Frigaard, P., e Thomas Lykke Andersen. 2014. «Analysis of Waves: Technical Documentation for WaveLab 3». [http://vbn.aau.dk/en/publications/analysis-of-waves\(d638d3eb-908f-46e1-9c38-305b545a8adb\)/export.html](http://vbn.aau.dk/en/publications/analysis-of-waves(d638d3eb-908f-46e1-9c38-305b545a8adb)/export.html).
- Gingold, R. A., e Monaghan J.J. 1977. «Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181 (Novembro):375–89.
- Henderson, Ross. 2006. «Design, simulation, and testing of a novel hydraulic power take-off system for the Pelamis wave energy converter». *Renewable Energy* 31 (2):271–283. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2005.08.021>.
- Henry, A., K. Doherty, L. Cameron, R. Doherty, e T. Whittaker. 2010. «Advances in the design of the oyster wave energy converter».

- Holthuijsen, L. H. 2007. *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge: Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511618536>.
- Lasa, J., Antolin J. C., Angulo C., Estensoro P., Santos M., e Ricci P. 2012. «Design, Construction and Testing of a Hydraulic Power Take-Off for Wave Energy Converters». *Energies* 5 (12):2030–52. <https://doi.org/10.3390/en5062030>.
- Lucy, L. B. 1977. «A numerical approach to the testing of the fission hypothesis». *The Astronomical Journal* 82 (Dezembro):1013–24. <https://doi.org/10.1086/112164>.
- Monaghan, J. J. 1992. «Smoothed Particle Hydrodynamics». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 30 (1):543–74. <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.30.090192.002551>.
- Monaghan, J. J. 1994. «Simulating Free Surface Flows with SPH». *Journal of Computational Physics* 110 (2):399–406. <https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1034>.
- Monaghan, J J. 2005. «Smoothed particle hydrodynamics». *Reports on Progress in Physics* 68 (8):1703–59. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/R01>.
- Rafiee, A., Elsaesser B., e Dias F. 2013. «Numerical Simulation of Wave Interaction with an Oscillating Wave Surge Converter». Em . [http://pure.qub.ac.uk/portal/en/publications/numerical-simulation-of-wave-interaction-with-an-oscillating-wave-surge-converter\(8ed77147-8b2a-4626-b7a5-1d944e0d1a92\)/export.html](http://pure.qub.ac.uk/portal/en/publications/numerical-simulation-of-wave-interaction-with-an-oscillating-wave-surge-converter(8ed77147-8b2a-4626-b7a5-1d944e0d1a92)/export.html).
- Renzi, E., e Dias F. 2012. «Resonant behaviour of an oscillating wave energy converter in a channel». *Journal of Fluid Mechanics* 701 (Junho):482–510. <https://doi.org/10.1017/jfm.2012.194>.
- Schmitt, P., Asmuth H., e Elsässer B. 2016. «Optimising Power Take-off of an Oscillating Wave Surge Converter Using High Fidelity Numerical Simulations». *International Journal of Marine Energy* 16 (Dezembro):196–208. <https://doi.org/10.1016/j.ijome.2016.07.006>.
- Schmitt, P., Bourdier S., Sarkar D, Renzi E., Dias F., Doherty K., Whittaker T., e van 't Hoff J. 2012. *Hydrodynamic Loading on a Bottom Hinged Oscillating Wave Surge Converter*.
- Schmitt, P., e Elsaesser B. 2015. «On the Use of OpenFOAM to Model Oscillating Wave Surge Converters». *Ocean Engineering* 108 (Novembro):98–104. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2015.07.055>.
- Sorensen, R.M. 1993. *Basic Wave Mechanics: For Coastal and Ocean Engineers*. A Wiley-Interscience publication. Wiley. <https://books.google.pt/books?id=hupZaqROt9QC>.
- Tasora, A., Serban R., Mazhar H., Pazouki A., Melanz D., Fleischmann J., Taylor M., Sugiyama H., e Negrut D. 2016. «Chrono: An Open Source Multi-physics Dynamics Engine». Em *High Performance Computing in Science and Engineering*, editado por Tomáš Kozubek, Radim Blaheta, Jakub Šístek, Miroslav Rozložník, e Martin Čermák, 9611:19–49. Cham: Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-40361-8_2.

- Verlet, L. 1967. «Computer “Experiments” on Classical Fluids. I. Thermodynamical Properties of Lennard-Jones Molecules». *Phys. Rev.* 159 (1):98–103. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.159.98>.
- Whittaker, T., Folley M., e Collier D. 2007. «The development of Oyster–A shallow water surging wave energy converter (PDF Download Available)». *ResearchGate*.
https://www.researchgate.net/publication/228671649_The_development_of_Oyster-A_shallow_water_surging_wave_energy_converter.
- Whittaker, T., e Folley M. 2012. «Nearshore Oscillating Wave Surge Converters and the Development of Oyster». *Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences* 370 (1959):345–64. <https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0152>.